
Kohärente optische Datenverarbeitung in einem seltenerd-dotierten Festkörper

Coherent optical data processing in a rare-earth ion doped solid

Dissertation von Fabian Beil

Oktober 2010



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Angewandte Physik
Nichtlineare Optik und
Quantenoptik

Kohärente optische Datenverarbeitung in einem seltenerd-dotierten Festkörper

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften

genehmigte Dissertation
von Dipl.-Phys. Fabian Beil
aus Ludwigshafen am Rhein

Referent: Prof. Dr. Thomas Halfmann
Korreferent: Prof. Dr. Thomas Walther

Tag der Einreichung: 7.10.2010
Tag der Prüfung: 10.11.2010

Darmstadt 2010
D17

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Seltenerd-dotierte Festkörper	3
2.1	Einleitung	3
2.2	Seltene Erden	3
2.3	Der Wirtskristall Y_2SiO_5	4
2.4	Spektroskopische Eigenschaften von Pr:YSO	4
2.5	Spektrum	6
3	Kohärente Wechselwirkung in einem Dreiniveausystem	8
3.1	Instantane Eigenzustände	10
3.2	Kohärenter Besetzungstransfer	11
3.3	EIT und adiabatische Lichtspeicherung	14
4	Kohärente Wechselwirkung mit hochfrequenten elektromagnetischen Feldern	20
4.1	Besetzungsdynamik	21
4.2	Rephasierung kohärenter Überlagerungen	24
5	Spektroskopie und Präparation	26
5.1	Optisches Pumpen	27
5.2	Experimenteller Aufbau	28
5.3	Präparation des Mediums	31
5.4	Hochfrequenzanregungen in Pr:YSO	33
6	Optimierte Lichtspeicherung in Pr:YSO	36
6.1	Einleitung	36
6.2	EIT-getriebene Lichtspeicherung	37
6.3	Rephasierung atomarer Kohärenzen	41
6.4	Evolutionäre Strategien	43
6.5	Optimierung der Lichtspeicherung durch EA	48
6.6	Optimierung der optischen Dichte in Pr:YSO	52
6.7	Einfluss der optischen Dichte auf die optimale Pulsform	60
6.8	Speichereffizienz in Abhängigkeit des Nachweis-Pulses	66

7	Logische Operationen in Pr:YSO	68
7.1	Einführung	68
7.2	Zyklischer Besetzungstransfer durch STIRAP/b-STIRAP	70
7.3	Einfluss der Pulsreihenfolge	75
7.4	Simulation des zyklischen Besetzungstrfers	77
7.5	Simulation in einem reinen Dreiniveausystem	79
7.6	Einfluss von Zerfallsprozessen	82
7.7	STIRAP-getriebene optische Schaltprozesse	86
7.8	STIRAP-getriebener Halbaddierer	90
8	Zusammenfassung und Ausblick	94
8.1	Zusammenfassung	94
8.2	Ausblick	96
A	Messung der inhomogenen Linienbreite	97
	Literaturverzeichnis	99
	Abstract	103
	Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge	105
	Betreute Diplom-, Master- und Bachelorarbeiten	109
	Lebenslauf	110
	Danksagung	111

Kapitel 1

Einleitung

Die elektronische Datenverarbeitung bildet seit vielen Jahren den Grundstein der modernen Informationsgesellschaft. Um den wachsenden Bedarf an Rechenleistung zu decken, werden immer schnellere Bauteile benötigt. Hier bildet die Größe der verwendeten Bauteile eine natürliche Grenze für die Geschwindigkeit herkömmlicher Prozessoren.

Daher wird seit einigen Jahren an Alternativen zu bisherigen Implementierungen geforscht. Eine Möglichkeit hierbei könnte die optische Datenverarbeitung bieten, da mit Licht prinzipiell höhere Geschwindigkeiten und geringere Schaltzeiten erreicht werden können. Außerdem wird die Wechselwirkung von Licht und Materie häufig in Zusammenhang mit der Quanteninformationsverarbeitung verwendet, da sowohl das Licht, als auch atomare Systeme inhärente Quanteneigenschaften besitzen.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der klassischen optischen Datenverarbeitung auf der Basis von kohärenten, adiabatischen Effekten. Innerhalb der Klasse der kohärenten Wechselwirkungen zeichnen sich adiabatische Prozesse durch ihre Robustheit und ihre hohe Effizienz aus. Beispiele hierfür sind z.B. „Stimulated Raman adiabatic Passage“ (STIRAP) und „Elektromagnetisch induzierte Transparenz“ (EIT), die bereits seit mehreren Jahren ausführlich untersucht werden [1–3].

Die Erforschung dieser Techniken beschränkte sich lange Zeit auf atomare oder molekulare Gase [4, 5]. Festkörper hingegen bieten sich in anwendungsorientierten Bereichen an, da sie hohe Dichten bieten und gut skalierbare Aufbauten ermöglichen. In Festkörpermedien kommen jedoch häufig ultraschnelle Dekohärenzprozesse vor, weswegen man auf spezielle Systeme zurückgreift. Beispiele für solche Festkörpersysteme sind unter anderem Quantenpunkte [6], Farbzentren in Diamant [7, 8] oder mit seltenen Erden dotierte Kristalle [9, 10]. Diese Medien zeichnen sich durch besonders geringe homogene Linienbreiten und damit verbunden durch lange Dekohärenzzeiten aus. Hierdurch werden sie vor allem als Speichermedien, aber auch als Medien zur Informationsverarbeitung interessant. Vor einigen Jahren konnten STIRAP und EIT erfolgreich in solchen Medien demonstriert werden [11–16]. In dieser Arbeit wird ein praseodymdotierter Yttrium-ortho-Silikat Kristall ($\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$) verwendet.

Alle Computer – klassische wie quantenmechanische – bestehen aus zwei fundamentalen Bausteinen, einem Speicher und einem Prozessor [17]. Der Prozessor setzt sich wiederum aus logischen Bausteinen, sogenannten Gattern, zusammen.

Die Gliederung dieser Arbeit folgt dieser Einteilung. Der erste Teil beschäftigt sich mit der optischen Datenspeicherung auf der Grundlage von EIT. Speziell wird auf die Steigerung der Speicherdauer und -effizienz eingegangen. Im zweiten Teil soll eine optische Implementierung eines komplexen logischen Gatters vorgestellt werden.

In Kapitel 2 wird zunächst das Medium $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ vorgestellt. In den Kapiteln 3 und 4 folgt eine kurze theoretische Zusammenfassung der kohärenten Effekte, die für die Datenverarbeitung eingesetzt werden. Kapitel 5 behandelt die Verlängerung der Speicherdauer bei der adiabatischen Lichtspeicherung mit Hilfe von magnetischen Hochfrequenzanregungen und stellt den experimentellen Aufbau kurz vor. Auf die Steigerung der Speichereffizienz mit Hilfe von evolutionären Algorithmen wird in Kapitel 6 eingegangen. Diese werden im Rahmen dieser Arbeit erstmalig auf das Problem der Lichtspeicherung angewandt. Dieses Verfahren lehnt sich an die biologische Evolution an und funktioniert nach dem Prinzip der natürlichen Selektion [18]. Evolutionäre Algorithmen sind weit verbreitet im Bereich der Formung ultrakurzer Laserpulse [19], wofür sie erstmals von Rabitz et al. [20] vorgeschlagen wurden. Ein Ziel dieser Arbeit ist daher, das Verfahren erstmals auf den Bereich der adiabatischen Lichtspeicherung zu übertragen.

Ein weiterer großer Themenbereich dieser Arbeit ist die Implementierung von logischen Gattern, die auf rein optischer Wechselwirkung basieren, ohne auf elektronische Zwischenschritte angewiesen zu sein. Hierzu wird in Kapitel 7 zunächst auf die speziellen Eigenschaften der verwandten Verfahren STIRAP und b-STIRAP eingegangen. Hierbei konzentrieren sich die Experimente auf die zyklische Anwendung der beiden Prozesse, sowie den Einfluss von Dephasierung. Da beide Prozesse eine präzise und effiziente Kontrolle von Quantenzuständen ermöglichen, wurde STIRAP vor kurzem als mögliche Implementierung von optischen Logikgattern vorgeschlagen [21]. Auf Basis dieser theoretischen Arbeit wird in diesem Kapitel die zyklische Anwendung eines einfachen Gatters, sowie die Implementierung eines Halbaddierers demonstriert.

Kapitel 2

Seltenerd-dotierte Festkörper

2.1 Einleitung

Als Medium zur Lichtspeicherung und zur Demonstration logischer Operationen dient in dieser Arbeit ein seltenerd-dotierter Festkörper. Festkörpermedien sind besonders für technische Anwendungen von hohem Interesse, da sie sich durch gute Skalierbarkeit und relativ einfache Handhabung auszeichnen. Im Allgemeinen jedoch kommen in Festkörpern ultraschnelle Dekohärenzprozesse vor, die eine Implementierung kohärenter Effekte verhindern. Daher greift man auf spezielle Festkörpersysteme zurück, in denen Dekohärenzprozesse auf einer längeren Zeitskala ablaufen. Hierfür kommen beispielsweise Farbzentren in Diamant [6] oder Quantenpunkte in Frage [7, 8]. Besonders lange Dekohärenzzeiten bieten einige, mit Seltenerdionen dotierte Kristalle [22, 23]. In dieser Arbeit wird daher ein praseodymdotierter Yttrium-ortho-Silikat Kristall ($\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, im Folgenden mit Pr:YSO abgekürzt) verwendet.

2.2 Seltene Erden

Als „seltene Erden“ bezeichnet man die Elemente Scandium und Yttrium, sowie die Lanthanoide. Diese Definition beruht auf den ähnlichen chemischen Eigenschaften und dem gemeinsamen natürlichen Vorkommen dieser Elemente. Die Diskussion in dieser Arbeit beschränkt sich auf die Nebengruppe der Lanthanoide. Zu dieser Stoffgruppe zählen die Elemente Lanthan bis Ytterbium [24]. Bei den Lanthanoiden sind die 5s, 5p und 6s Unterschalen vollständig besetzt. Diese sind auch für die chemischen Bindungen der Stoffe verantwortlich. Die Elemente unterscheiden sich in der Anzahl der Elektronen auf der 4f-Schale.

In Verbindungen treten Lanthanoide vornehmlich in der Oxidationsstufe M^{3+} auf. Bei ionischer Bindung kommen sie daher als dreifach positiv geladenes Ion vor. Eine solche Bindung tritt vor allem in Salzen auf. In dieser Arbeit kommt das Lanthanoid Praseodym zum Einsatz. Sein dreiwertiges Ion Pr^{3+} hat die Elektronenkonfiguration $[\text{Xe}]4f^2$. Das einzige natürlich vorkommende Isotop des Praseodym ist ^{141}Pr . Es hat einen Kernspin von $I=\frac{5}{2}$.

2.3 Der Wirtskristall Y_2SiO_5

Als Wirtskristall kommt in dieser Arbeit Yttrium-ortho-Silikat (Y_2SiO_5) zum Einsatz. Dieser spezielle Kristall wurde aufgrund der günstigen kernmagnetischen Momente der Konstituenten von Yano et al. vorgeschlagen [25]. Weiterhin besitzen Y^{3+} und Pr^{3+} ähnliche Ionenradien, wodurch sich Pr^{3+} gut als Substituent für Y^{3+} eignet. Der Dotierungsgrad des verwendeten Kristall liegt bei 0,02 at.% (Prozentualer Anteil der ersetzten Y^{3+} -Ionen).

Der Y_2SiO_5 Kristall hat sechs Symmetrieachsen mit je einer horizontalen Symmetrieebene (C_6^{2h} -Symmetrie). Für die Dotierungionen jedoch ist die Symmetrie deutlich geringer, da der Einbau nur an zwei kristallographisch verschiedenen Positionen möglich ist. Diese Positionen werden als „Sites“ bezeichnet. Jede einzelne der zwei Sites besitzt lediglich C_1 -Symmetrie. Dies beeinflusst die spektroskopischen Eigenschaften des dotierten Kristalls, die im Folgenden kurz vorgestellt werden.

2.4 Spektroskopische Eigenschaften von Pr:YSO

In seltenerd-dotierten Kristallen beobachtet man eine große Anzahl von Spektrallinien. Diese Linien stammen von optischen Übergängen innerhalb der 4f-Schale, die im freien Ion dipolverboten sind. In Kristallen dagegen wird dieses Verbot teilweise aufgehoben. Im Folgenden soll der für diese Arbeit relevante optische Übergang diskutiert werden.

Feinstruktur und Kristallfeldzustände

Die Zustände der 4f-Elektronen erfahren durch Spin-Bahn-Kopplung, sowie durch Coulomb-Wechselwirkung untereinander eine Feinstrukturaufspaltung in der Größenordnung von 1000 cm^{-1} . Man beschreibt die entstehenden Terme in Russel-Saunders-Kopplung. Tatsächlich kommt es jedoch aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung zu einer Mischung mehrerer Terme mit gleichem Gesamtdrehimpuls \vec{J} . Diese sind im Allgemeinen bezüglich m_J energetisch $(2J + 1)$ -fach entartet. Die Bindung an einen Wirtskristall geschieht durch die Elektronen der höheren Schalen. Dadurch werden die 4f-Elektronen teilweise vom elektrischen Feld des Kristalls abgeschirmt. Es genügt daher, den Einfluss des Kristallfeldes als kleine Störung zu betrachten. Die Zustände der 4f-Elektronen werden vom Kristallfeld in maximal $(2J + 1)$ Niveaus aufgespalten. Die Aufspaltung befindet sich im Bereich von 100 cm^{-1} . Zusätzlich zur Aufspaltung der Feinstrukturterme kommt es im Kristall zu einer Beimischung von Zuständen der Konfiguration $4f^{N-1}5d$, die eine andere Parität besitzen. Das Dipolverbot für Übergänge zwischen den Feinstrukturzuständen wird hierdurch abgeschwächt.

Bei Ionen mit ungerader Anzahl von 4f-Elektronen sind die entstehenden Kristallfeldzustände mindestens zweifach entartet. Man spricht dabei von Kramers-Ionen. Bei gerader Anzahl von 4f-Elektronen, wie im Fall des Pr^{3+} , können bei hinreichend niedriger Symmetrie des Wirtskristalls Singulettzustände entstehen. Eine

niedrige Symmetrie bewirkt auch eine Auslöschung des Gesamtdrehimpulses \vec{J} in erster Ordnung. J_z ist dann keine Erhaltungsgröße mehr und die Erwartungswerte damit verbundener Größen wie dem magnetischen Moment μ verschwinden. Dieser Effekt wird in der Literatur als „quenching“ bezeichnet [26].

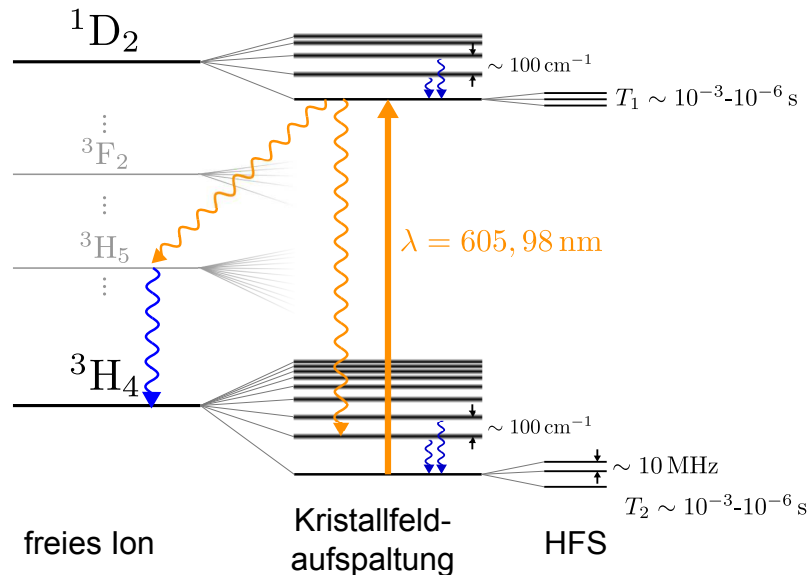


Abbildung 2.1: Aufspaltung der Terme in einem seltenerd-dotierten Festkörper am Beispiel eines Ions mit gerader Anzahl von 4f-Elektronen.

Hyperfeinstruktur

In seltenerd-dotierten Festkörpern beobachtet man weiterhin eine Hyperfeinaufspaltung der Kristallfeldzustände. Bei freien Ionen wird die Aufspaltung durch die Wechselwirkung des Kernspins \vec{I} der Ionen mit dem Gesamtdrehimpuls \vec{J} verursacht. Im Kristallgitter ergibt sich außerdem eine elektrostatische Quadrupolwechselwirkung der 4f-Elektronen mit dem Kristallfeld, sowie mit den 5s- und 5p Elektronen der äußeren Schalen. Welcher Effekt dominiert, wird von der Anzahl der 4f-Elektronen bestimmt. Bei einer ungeraden Anzahl dominiert die echte Hyperfeinwechselwirkung. Sie liegt im Bereich von 1GHz.

Bei Ionen mit gerader Anzahl von 4f-Elektronen wird die Wechselwirkung des Kernspins mit \vec{J} erst in zweiter Ordnung relevant. Man spricht von magnetischer Hyperfein- oder Pseudoquadrupolwechselwirkung. Diese liegt in der gleichen Größenordnung wie die elektrostatische Quadrupolwechselwirkung. Die Aufspaltung liegt dann im Bereich von etwa 10 MHz. Pr^{3+} besitzt eine solche gerade Anzahl von 4f-Elektronen. Durch seinen Kernspin von $I = \frac{5}{2}$ spalten seine Kristallfeldzustände entsprechend m_I in drei zweifach entartete Niveaus $|\pm \frac{1}{2}\rangle$, $|\pm \frac{3}{2}\rangle$ und $|\pm \frac{5}{2}\rangle$ auf. Auch hier kommt es durch die verschiedenen Beiträge zur Aufspaltung zu einer Mischung der Wellenfunktionen. Die Zustände sind nach dem dominanten Beitrag benannt.

2.5 Spektrum

Der relevante optische Übergang in Pr:YSO wird bei einer Wellenlänge von 605,98 nm beobachtet. Er findet zwischen den jeweils niedrigsten Kristallfeldzuständen des elektronischen Grundzustands $^3H_4(1)$ und des angeregten Zustands $^1D_2(1)$ statt. Die optische Zerfallsdauer des Übergangs ist $T_1 = 164 \mu s$. Zum überwiegenden Teil zerfällt die Anregung über andere Zustände (z.B. $^3H_4(\geq 2)$, 3H_5). Die homogene Linienbreite Γ_h dieser Übergänge wird durch mehrere Beiträge bestimmt:

$$\Gamma_h = \Gamma_{\text{nat}} + \Gamma_{\text{ion-spin}} + \Gamma_{\text{ion-ion}} + \Gamma_{\text{phonon}}. \quad (2.1)$$

Γ_{nat} beschreibt hierbei die durch die natürliche Lebensdauer hervorgerufene Zerfallsrate. Weiterhin wechselwirken die Dotierungionen mit den Kernspins benachbarter Yttriumionen im Kristallgitter. Dies wird durch die Zerfallsrate $\Gamma_{\text{ion-spin}}$ beschrieben. $\Gamma_{\text{ion-ion}}$ beschreibt die Zerfälle durch elektrostatische Wechselwirkung von benachbarten Praseodymionen und Γ_{phonon} die Wechselwirkung mit Phononen im Kristallgitter. Die höheren Kristallfeldzustände beider Niveaus liegen im Abstand typischer Phononenenergien. Daher ist Γ_{phonon} bei Raumtemperatur dominant. Wird der Kristall auf kryogene Temperaturen gekühlt, reduziert sich die homogene Linienbreite der Übergänge. Das Medium wurde in den folgenden Experimenten auf eine Temperatur von etwa 5 K gekühlt. Die homogenen Linienbreiten der beobachteten Übergänge befinden sich dann im Bereich von wenigen Kilohertz [27].

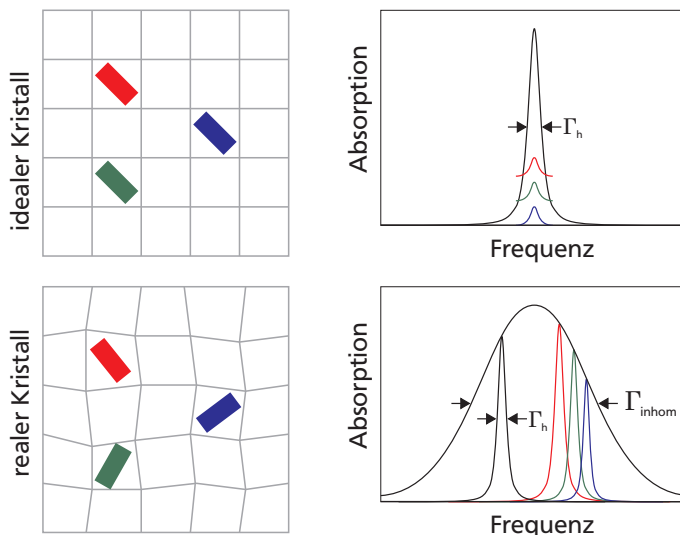


Abbildung 2.2: Illustration zur Entstehung der inhomogenen Verbreiterung.

Durch Unreinheiten und Fehlstellen im Wirtskristall werden die Zustände einzelner Ionen unterschiedlich stark aufgespalten. Hierdurch entsteht eine inhomogene Verbreiterung der Spektrallinie. Sie liegt für Pr:YSO im Bereich von etwa 7 GHz (siehe Anhang A). Diese inhomogene Linienbreite liegt weit oberhalb der Aufspaltung der Hyperfeinzustände. Daher beobachtet man auch bei monochromatischer

Anregung immer mehrere Übergänge. Dies macht im Allgemeinen eine Präparation des Mediums durch optisches Pumpen notwendig. Auch die Hyperfeinübergänge sind von der inhomogenen Verbreiterung betroffen. Die Aufspaltung ist hier jedoch wesentlich geringer. Sie liegt im Bereich von 30 kHz [27].

Kapitel 3

Kohärente Wechselwirkung in einem Dreiniveausystem

Bei den folgenden Experimenten werden die kohärenten Effekte STIRAP, EIT und adiabatische Lichtspeicherung genutzt. Diese Prozesse treten im einfachsten Fall in einem System aus drei Zuständen auf. Im folgenden Kapitel werden die relevanten Eigenschaften eines solchen Systems kurz diskutiert. Eine eingehende Beschreibung ist [2, 28] und [3] zu entnehmen.

Zur theoretischen Behandlung der kohärenten Effekte in dieser Arbeit betrachtet man ein Dreiniveausystem in Wechselwirkung mit zwei gepulsten Laserfeldern. Die Zustände seien $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$. Das System befinde sich anfangs in Zustand $|1\rangle$. Die beiden Felder werden mit Pump-Laser und Stokes-Laser bezeichnet. Die Energien der drei Zustände sind E_1 , E_2 und E_3 . Die zugehörigen Übergänge $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ haben die Resonanzfrequenz

$$\omega_{ij} = (E_j - E_i)/\hbar. \quad (3.1)$$

Die Felder werden so gewählt, dass ihre Frequenzen nah-resonant mit den Übergängen $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, bzw. $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ sind, also $\omega_p = \omega_{12} + \Delta_p$ und $\omega_s = \omega_{23} + \Delta_s$, wobei $\Delta \ll \omega$. Die Größen $\Delta_{p,s}$ werden als Einphotonenverstimmungen bezeichnet. Weiterhin sei die Kopplung der einzelnen Felder an den Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ vernachlässigbar. Dies ist der Fall, wenn der energetische Abstand der beiden Niveaus sehr klein gegenüber der Frequenz der Laserfelder ist. Ein entsprechendes Niveauschema ist in Abbildung 3.1 dargestellt und wird Lambda-System genannt. Meist handelt es sich bei Zustand $|2\rangle$ um einen optisch angeregten Zustand und bei $|1\rangle$ und $|3\rangle$ um metastabile Grundzustände.

Die Dynamik des Systems wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle. \quad (3.2)$$

$|\Psi(t)\rangle$ ist der Gesamtzustand des Systems und \hat{H} der Hamiltonoperator. Mit Hilfe zeitabhängiger Wahrscheinlichkeitsamplituden c_i lässt sich der Gesamtzustand in der Basis der Eigenzustände des Systems $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$ ausdrücken:

$$|\Psi(t)\rangle = c_1(t)|1\rangle + c_2(t)|2\rangle + c_3(t)|3\rangle. \quad (3.3)$$

Der Hamiltonoperator des Systems ohne Wechselwirkungen lässt sich in der Basis der Eigenzustände ausdrücken als:

$$\hat{H}_0 = \begin{pmatrix} E_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_2 & 0 \\ 0 & 0 & E_3 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

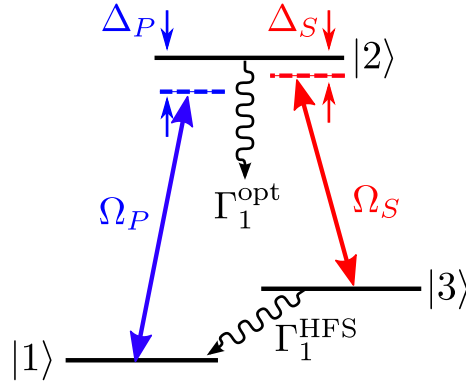


Abbildung 3.1: Darstellung eines Dreiniveausystems mit zwei von den Resonanzen verstimmt Laserfeldern und inkohärenten Zerfällen

Die Wechselwirkung mit den Elektromagnetischen Feldern der Laserstrahlung wird durch den Wechselwirkungsoperator \hat{V} eingeführt:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}, \quad (3.5)$$

wobei

$$\hat{V} = -\vec{\mu} \cdot \vec{\mathcal{E}}(t). \quad (3.6)$$

Die elektromagnetischen Felder werden als ebene Welle eingeführt. Weiterhin wird angenommen, dass die Wellenlänge viel größer ist, als die Ausdehnung eines einzelnen Quantensystems. Dadurch kann die Ortsabhängigkeit der Felder vernachlässigt werden.

$$\vec{\mathcal{E}}(t) = \frac{1}{2} \left(\vec{\mathcal{E}}_0^P e^{i\omega_P t} + \vec{\mathcal{E}}_0^{P*} e^{-i\omega_P t} \right) + \frac{1}{2} \left(\vec{\mathcal{E}}_0^S e^{i\omega_S t} + \vec{\mathcal{E}}_0^{S*} e^{-i\omega_S t} \right). \quad (3.7)$$

Für den Wechselwirkungsoperator ergeben sich die Komponenten:

$$V_{ij} = -e\vec{\mathcal{E}} \langle i | \vec{r} | j \rangle = V_{ji}^* \quad (3.8)$$

sowie

$$V_{11} = V_{22} = V_{33} = 0. \quad (3.9)$$

Durch geeignete Phasenwahl der komplexen Wahrscheinlichkeitsamplituden c_i lässt sich der Hamiltonoperator nun in das Dirac'sche Wechselwirkungsbild transformieren [29]. Wenn man weiterhin annimmt, dass die Dynamik des Systems langsamer abläuft als die Oszillationen der Laserfelder, kann man schnell oszillierende Terme vernachlässigen und es ergibt sich der Hamiltonoperator des Gesamtsystems in Drehwellennäherung (engl.: *rotating wave approximation*).

$$\hat{H}_{\text{RWA}} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_P & 0 \\ \Omega_P^* & -2\Delta_P & \Omega_S^* \\ 0 & \Omega_S & -2(\Delta_P - \Delta_S) \end{pmatrix}. \quad (3.10)$$

Hierbei wurden die Rabi-Frequenzen

$$\Omega_P = \frac{\mu \mathcal{E}_P^0}{\hbar} \quad \text{und} \quad \Omega_S = \frac{\mu \mathcal{E}_S^0}{\hbar} \quad (3.11)$$

eingeführt.

3.1 Instantane Eigenzustände

Wählt man die Verstimmungen der Laserfelder identisch ($\Delta_p = \Delta_s = \Delta$), so befinden sich die Felder in Zweiphotonenresonanz mit dem Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Man erhält durch Diagonalisieren von 3.10 die instantanen Eigenzustände des Systems. Sie beschreiben das System zu jedem festen Zeitpunkt t und bilden, genau wie die ungestörten Eigenzustände eine Basis:

$$\begin{aligned} |b+\rangle &= (\sin \theta |1\rangle + \cos \theta |3\rangle) \cdot \sin \phi + \cos \phi |2\rangle \\ |b-\rangle &= (\sin \theta |1\rangle + \cos \theta |3\rangle) \cdot \cos \phi - \sin \phi |2\rangle \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$|d\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |3\rangle \quad (3.13)$$

mit den allgemein zeitabhängigen Parametern:

$$\theta(t) = \arctan \frac{|\Omega_p(t)|}{|\Omega_s(t)|} \quad (3.14)$$

und

$$\phi(t) = \arctan \sqrt{1 + \frac{\Delta^2}{|\Omega_p|^2 + |\Omega_s|^2}} + \frac{\Delta}{\sqrt{|\Omega_p|^2 + |\Omega_s|^2}}. \quad (3.15)$$

Diese Parameter werden auch als Mischwinkel bezeichnet und bestimmen die Projektion des Systemzustandes auf die instantanen Eigenzustände. In der Literatur werden die instantanen Eigenzustände oft auch als adiabatische Zustände (engl. *dressed states*) bezeichnet. Insbesondere nennt man die Zustände $|b\pm\rangle$ Hellzustände (*bright states*), da sie den angeregten Zustand $|2\rangle$ enthalten, der über Fluoreszenz zerfallen kann. Analog wird der Zustand $|d\rangle$ Dunkelzustand genannt (engl.: *dark state*).

Adiabasie

Im Allgemeinen ist die Dynamik der instantanen Eigenzustände verschieden von der des Systemzustands. In der Basis der instantanen Eigenzustände kann die Dynamik beschrieben werden durch:

$$\hat{H}_{\text{adia}} = \begin{pmatrix} 0 & -i\hbar\dot{\theta} \sin \phi & -i\hbar\dot{\theta} \sin \phi \\ i\hbar\dot{\theta} \sin \phi & \epsilon_+ & +i\hbar\dot{\phi} \\ i\hbar\dot{\theta} \cos \phi & -i\hbar\dot{\phi} & \epsilon_- \end{pmatrix}. \quad (3.16)$$

Die Nebendiagonalelemente beschreiben Kopplungen zwischen den instantanen Eigenzuständen. Sind diese gering, finden zwischen den Zuständen keine Übergänge statt. Die Projektion des Systemzustandes auf die instantanen Eigenzustände ändert sich dann nicht. Prozesse dieser Art werden als adiabatisch bezeichnet. Der Systemzustand folgt hierbei der Basis der instantanen Eigenzustände.

Für eine adiabatische Entwicklung müssen die Nebendiagonalelemente von 3.16 klein gegen die Energiedifferenzen der Zustände sein:

$$|\hbar\dot{\theta}| \ll \min(|\epsilon_+ - \epsilon_d|, |\epsilon_- - \epsilon_d|) \quad (3.17)$$

$$|\hbar\dot{\phi}| \ll |\epsilon_+ - \epsilon_-|. \quad (3.18)$$

Aus 3.17 kann man folgende Adiabasiebedingung herleiten [28]:

$$\left| |\Delta| + \sqrt{\Delta^2 + |\Omega_p(t)|^2 + |\Omega_s(t)|^2} \right| \tau \gg 1. \quad (3.19)$$

Diese Bedingung ist ausreichend für Kopplungen des Dunkelzustands an die Hellzustände. Für Kopplungen der Hellzustände untereinander folgt aus 3.18 zusätzlich die Bedingung:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{|\Delta|}{(\Delta^2 + |\Omega_p|^2 + |\Omega_s|^2)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{|\Omega_p| \frac{d}{dt} |\Omega_p| + |\Omega_s| \frac{d}{dt} |\Omega_s|}{\sqrt{|\Omega_p|^2 + |\Omega_s|^2}} \ll 1 \quad (3.20)$$

Um diese Bedingung zu vereinfachen, müssen Näherungen vorgenommen werden [28]. Für $t \rightarrow \pm\infty$, sowie zwischen den Maxima der Pulse wird der Zähler des rechten Terms klein. Für ausreichende Rabifrequenzen ist die Bedingung daher gut zu erfüllen. Für Zeiten vor dem Maximum des Pump-Pulses und nach dem Maximum des Stokes-Pulses jedoch, wenn also beide Pulse gleichzeitig ansteigen oder abfallen, wird der Zähler des rechten Terms sehr groß. Vernachlässigt man den Beitrag des Stokes-Pulses vor der Wechselwirkung und den des Pump-Pulses nach der Wechselwirkung, so kann man (3.20) für beide Fälle schreiben als:

$$\frac{1}{2} \frac{\Delta \frac{d}{dt} \Omega}{(\Delta^2 + \Omega^2)^{\frac{3}{2}}} \ll 1. \quad (3.21)$$

Hierbei wurde die jeweils relevante Rabifrequenz durch Ω ersetzt. Diese entspricht nun der Adiabasiebedingung für ein Zweiniveausystem (vgl. [30]).

3.2 Kohärenter Besetzungstransfer

Die instantanen Eigenzustände hängen von den experimentellen Parametern, wie Rabifrequenz Ω und Verstimmung Δ ab. Besonders der Dunkelzustand ist nur von θ (Gl. 3.14) und somit von den Rabifrequenzen abhängig. Bei geeigneter Pulsreihenfolge und adiabatischer Entwicklung kann dadurch der Systemzustand von $|1\rangle$ nach $|3\rangle$ geändert werden, ohne zwischenzeitlich den angeregten Zustand $|2\rangle$ zu besetzen. Hierbei werden die Laserpulse so verzögert, dass der Stokes-Puls dem Pump-Puls voranläuft, sich die zeitlichen Flanken der Pulse jedoch überlappen. Diese adiabatische Technik wird als „Stimulated Raman adiabatic passage“ (STIRAP) bezeichnet [2].

Für $t \rightarrow -\infty$ gilt $\Omega_S \gg \Omega_P$ und somit $\theta \rightarrow 0$. Der Dunkelzustand $|d\rangle$ ist dann mit $|1\rangle$ identisch. Zum Zeitpunkt der Überlappung hat θ einen endlichen Wert zwischen 0 und 1, das System befindet sich in einer kohärenten Überlagerung von $|1\rangle$ und $|3\rangle$. Am Ende der Wechselwirkung gilt $\Omega_P \gg \Omega_S$ und der Systemzustand ist bis auf eine Phase π mit $|3\rangle$ identisch. Somit kann ein vollständiger Transfer des Systems in den Zustand $|3\rangle$ erreicht werden. Der Transferprozess ist dabei zunächst unabhängig von der Verstimmung Δ . Lediglich in der Adiabatiebedingung 3.19 kommt die Verstimmung vor. Daher funktioniert der Prozess auch für große Verstimmungen effizient.

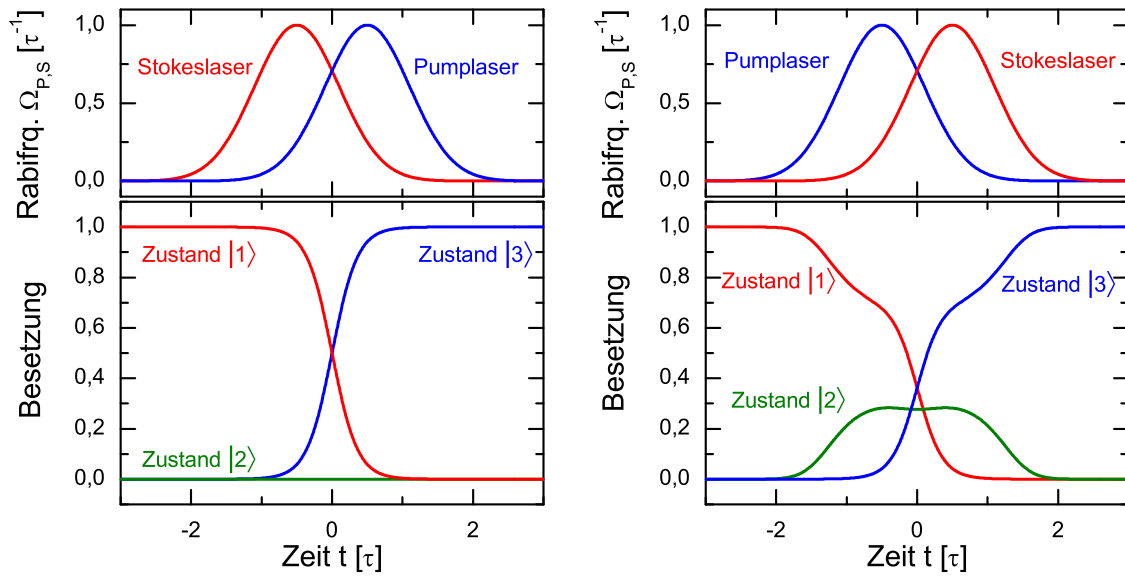


Abbildung 3.2: Aus Gleichungen 3.14 und 3.15 berechnete Verläufe der Besetzungen. Links: Für STIRAP, Rechts: für b-STIRAP. Darüber sind die Pulsverläufe von Pump- und Stokes-Puls dargestellt.

Auch wenn der Pump-Puls zeitlich vor dem Stokes-Puls liegt, kann ein adiabatischer Prozess über einen der Hellzustände ablaufen. Dieser Prozess wird bei endlicher Einphotonenverstimmung beobachtet ($\Delta \neq 0$). Hierzu betrachtet man den Mischwinkel ϕ für $t \rightarrow \pm\infty$. Bei negativer Verstimmung ist $\phi \equiv 0$. Für frühe Zeiten ist außerdem $\Omega_S \ll \Omega_P$. Somit ist der Hellzustand $|b-\rangle$ mit dem Zustand $|1\rangle$ identisch. Analog zum STIRAP Prozess ist dieser Hellzustand nach dem Prozess identisch mit $|3\rangle$. Bei adiabatischer Evolution kann also auch hier das System von $|1\rangle$ nach $|3\rangle$ überführt werden. Bei positiver Verstimmung geschieht der Transfer über den Zustand $|b+\rangle$. Der adiabatische Besetzungstransfer über einen Hellzustand wird b-STIRAP (*bright state STIRAP*) genannt [16].

Anders als bei STIRAP jedoch, wird bei diesem Prozess der Zwischenzustand besetzt. Dies wird ebenfalls am Mischwinkel ϕ deutlich. Für endliche Rabi-Frequenzen nimmt auch dieser endliche Werte an. Im Grenzfall $\Omega_P \approx \Omega_S \gg \Delta$ gilt $\phi \equiv 1$. Das System befindet sich dann in einer kohärenten Überlagerung aller drei Systemzustände. Da die Hellzustände durch Fluoreszenz zerfallen können, wird dieser Prozess nur für hinreichend lange Lebensdauern des angeregten Zustandes beobachtet.

Durch Kombination der beiden Techniken ist zyklischer Transfer möglich. Befindet sich das System in Zustand $|1\rangle$, so kann es durch STIRAP in den Zustand $|3\rangle$ überführt werden. Die Vertauschung des Ausgangszustandes ist mathematisch mit der Vertauschung der Pulsreihenfolge identisch. Somit bewirkt die gleiche Pulsreihenfolge bei erneuter Anwendung einen Transfer des Systems zurück in den Ausgangszustand durch b-STIRAP. Dies wird in Kapitel 7 verwendet, um optische Schaltprozesse mit Hilfe von STIRAP und b-STIRAP zu realisieren.

Dichtematrixformalismus

Um die Beschreibung eines einzelnen Quantensystems auf reale Systeme übertragen zu können, bedient man sich einer statistischen Formulierung. Diese kann auch Zerfälle innerhalb des Systems berücksichtigen. Man verwendet hierzu den statistischen Operator für eine reine Gesamtheit aus Dreiniveausystemen:

$$\hat{\rho} = \{\rho_{ij}\} \quad (3.22)$$

der auch als Dichtematrix bezeichnet wird. Die einzelnen Komponenten

$$\rho_{ij} = \langle c_i^* c_j \rangle \quad (3.23)$$

sind die statistischen Mittel über die komplexen Wahrscheinlichkeitsamplituden der einzelnen Quantensysteme c_i . Die Diagonalelemente ρ_{ii} bestimmen die mittleren Besetzungen der Zustände. Die Nebendiagonalelemente ρ_{ij} ($i \neq j$) geben die mittlere Kohärenz zwischen den Zuständen an. Diese ist dann maximal, wenn sich alle einzelnen Systeme in einer kohärenten Überlagerung zweier Zustände befinden. Vor allem können auch Mischzustände beschrieben werden, in denen sich einige, aber nicht alle Quantensysteme in einer kohärenten Überlagerung befinden.

Weiterhin kann man auch inkohärente Anregungen behandeln, die zum Beispiel durch Phasensprünge in den anregenden Laserfeldern verursacht werden. Weitere inkohärente Prozesse sind der (strahlende) Zerfall aus dem angeregten Zustand oder die Zerstörung der kohärenten Überlagerung mehrerer Zustände durch äußere Einflüsse. Diese Prozesse werden durch die Zerfallsraten Γ_1^i und die Dekohärenzraten Γ_2^i bestimmt. Im Allgemeinen wird die Dekohärenzrate durch die Zerfallsrate beschränkt ($\Gamma_2 \geq \frac{1}{2}\Gamma_1$).

Aufgrund der spektroskopischen Eigenschaften verwendeten Mediums (siehe Abschnitt 2.5) genügt es, die auftretenden Zerfälle und Dekohärenzen zu Prozessen auf dem optischen Übergang zu $\Gamma_{1,2}^{\text{opt}}$ und den Hyperfeinübergängen zu $\Gamma_{1,2}^{\text{HFS}}$ zusammenzufassen.

Die Dynamik der Gesamtheit wird nun durch die Liouville-Gleichung

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = [\hat{H}, \hat{\rho}] - i\hbar \rho_{\text{relax}} \quad (3.24)$$

beschrieben, wobei:

$$\hat{\rho}_{\text{relax}} = \{\gamma_{ij} \rho_{ij}\} \quad (3.25)$$

Hierbei wurden die Beziehungen

$$\begin{aligned}
 \gamma_{11} &= -(\Gamma_1^{\text{opt}}/2 + \Gamma_1^{\text{HFS}}) \\
 \gamma_{22} &= \Gamma_1^{\text{opt}} \\
 \gamma_{33} &= -(\Gamma_1^{\text{opt}}/2 - \Gamma_1^{\text{HFS}}) \\
 \gamma_{21} &= \gamma_{23} = \Gamma_2^{\text{opt}}/2
 \end{aligned} \tag{3.26}$$

sowie

$$\gamma_{ij} = \gamma_{ji} \tag{3.27}$$

verwendet. Auf dieser Formulierung basieren alle späteren Simulationen kohärenter Wechselwirkungen.

3.3 Elektromagnetisch induzierte Transparenz und adiabatische Lichtspeicherung

Beim Übergang zu ausgedehnten Systemen werden Effekte auf die Propagation der beteiligten Laserfeldern durch das Medium interessant. Vor allem wird im Folgenden auf den Einfluss kohärenter Präparation auf Laserpulse eingegangen. Um konsistent mit der gängigen Literatur zu sein, werden die Laserfelder im Folgenden Kopplungs-Laser und Nachweis-Laser genannt.

Im Allgemeinen werden die Eigenschaften elektromagnetischer Felder in einem Medium durch die Maxwellgleichungen in Materie beschrieben. Für Systeme ohne freie Ladungsträger und freie Ströme lauten diese:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \tag{3.28}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \tag{3.29}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \tag{3.30}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}. \tag{3.31}$$

Außerdem gilt

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}. \tag{3.32}$$

Hieraus lässt sich die Wellengleichung für elektromagnetische Felder ableiten [31]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}. \tag{3.33}$$

Der hier auftretende Quellterm \vec{P} ist die Polarisation des Mediums. Diese wird für ein System aus N identischen Teilchen bestimmt durch

$$\vec{P} = \frac{N}{V} \langle \vec{\mu} \rangle. \tag{3.34}$$

Der Darstellung von Fleischhauer et al. in [3] folgend ergibt sich für eine Gesamtheit aus Dreiniveausystemen:

$$\vec{P} = \varrho \left[\vec{\mu}_{12} \rho_{12} e^{-i\omega_{12}t} + \vec{\mu}_{23} \rho_{23} e^{-i\omega_{23}t} + c.c. \right] \quad (3.35)$$

Hierbei ist $\varrho = N/V$ die räumliche Dichte der Systeme im Medium. Aus 3.35 wird ersichtlich, dass die Polarisation des Mediums ebenso wie die Besetzungen der Zustände über die experimentellen Parameter zugänglich wird. Somit kann die Rückwirkung des Mediums auf die elektromagnetischen Felder durch geeignete Wahl der Laserparameter beeinflusst werden. Dies findet beispielsweise Anwendung in der effizienten Frequenzkonversion von Laserstrahlung. Für bestimmte Parameter kann so auch die Absorption und Dispersion eines Mediums kontrolliert werden. Die optischen Eigenschaften des Medium werden durch die dielektrische Suszeptibilität χ beschrieben:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi \vec{E}. \quad (3.36)$$

Insbesondere sind der Absorptionskoeffizient α und der Brechungsindex n gegeben durch:

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \text{Im}(\chi) \quad \text{und} \quad n = \sqrt{1 + \text{Re}(\chi)}, \quad (3.37)$$

wobei λ die Wellenlänge der einfallenden Strahlung im Vakuum ist. Die Abhängigkeit dieser Größen von den experimentellen Parametern wird für den Effekt der elektromagnetisch induzierten Transparenz (EIT) ausgenutzt. Hierzu betrachtet man den Grenzfall eines schwachen Nachweis-Laserfeldes (engl.: *weak probe limit*)

$$\Omega_N \ll \Omega_K. \quad (3.38)$$

Das Medium befinde sich überwiegend in Zustand $|1\rangle$ ($\rho_{11} \simeq 1$). Nach [3] ergibt sich unter der Annahme langsam variierender Rabi-Frequenzen für den linearen Anteil der Suszeptibilität:

$$\chi^{(1)} = \frac{|\mu_{12}|^2 \varrho}{\varepsilon_0 \hbar} \left[\frac{4\delta(|\Omega_K|^2 - 4\delta\Delta_N) - 4\Delta_{31}^2}{||\Omega_K|^2 + (\gamma_{21} + i2\Delta_N)(\gamma_{31} + i2\delta)} + i \frac{8\delta^2\gamma_{21} + 2\gamma_{31}(|\Omega_K|^2 + \gamma_{31}\gamma_{21})}{||\Omega_K|^2 + (\gamma_{21} + i2\Delta_N)(\gamma_{31} + i2\delta)} \right], \quad (3.39)$$

wobei $\delta = \Delta_N - \Delta_K$. Abbildung 3.3 zeigt den Real- und Imaginärteil von Gleichung 3.39 für verschiedene Rabi-Frequenzen des Kopplungs-Laserfeldes. Im linken Teilbild bei $\Omega_K = 0$ erkennt man die Charakteristik von Absorption und Dispersion eines homogen verbreiterten Mediums ohne äußere Einflüsse wieder. Im mittleren Bild bricht auf der Resonanz ($\Delta_N = \delta = 0$) die Absorption vollständig zusammen. Folglich kann bei EIT durch kohärente Kopplung mit dem starken Kopplungs-Laserfeld die Absorption für das Nachweis-Laserfeld unterbunden werden, obwohl der entsprechende Zustand voll besetzt ist. Im rechten Teilbild ist die

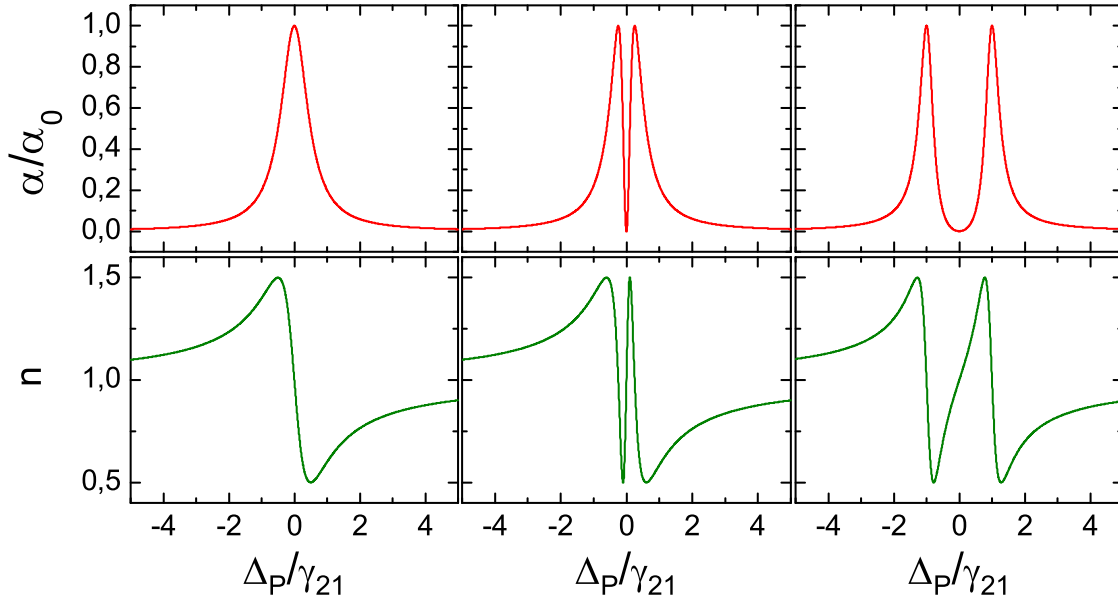


Abbildung 3.3: Obere Reihe: Normierte Absorptionskoeffizienten α aus dem Imaginärteil von Gleichung 3.39 in Abhängigkeit der Einphotonenverstimmung des Nachweis-Laserfeldes Δ_N . Untere Reihe: Brechungsindizes n (untere Reihe) aus dem Realteil von 3.39. Berechnet wurden die Verläufe für drei verschiedene Rabifrequenzen des Kopplungs-Laserfeldes. Links: $\Omega_K = 0$, Mitte: $\Omega_K = 0,5 \times \gamma_{21}$, Rechts: $\Omega_K = 2 \times \gamma_{21}$.

Situation für starke Rabifrequenzen dargestellt. Die spektrale Breite des Transparenzbereichs nimmt zu. Für hohe Rabifrequenzen beobachtet man eine Aufspaltung in zwei getrennte Maxima. Man spricht dann von Autler-Townes Aufspaltung [29]. Die Breite der EIT-Resonanz kann aus der linearen Suszeptibilität 3.39 berechnet werden [32]:

$$\Gamma_{\text{EIT}} = \frac{\Omega_K^2}{\gamma_{12}} \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \quad (3.40)$$

Lichtspeicherung mit EIT

Neben dem Absorptionsverhalten des Mediums wird auch dessen Dispersion beeinflusst. In der unteren Reihe von Abbildung 3.3 sind die Brechungsindizes für verschiedene Rabifrequenzen dargestellt. Tritt EIT auf, so findet man eine hohe Dispersion in der Nähe der EIT-Resonanz. Auch diese ist von der Rabifrequenz des Kopplungs-Lasers abhängig. Hierdurch kann die Propagation des Nachweis-Lasers durch das Medium beeinflusst werden. Bei der Transmission eines Laserpulses durch ein Medium mit EIT wird dessen Gruppengeschwindigkeit reduziert [33]:

$$v_{gr} = \left. \frac{d\omega_N}{dk_p} \right|_{\delta=0} = \frac{c}{n + \omega_N (dn/d\omega_N)} \quad (3.41)$$

In der Nähe der Zweiphotonenresonanz ($\delta = 0$) ist die Dispersion linear. Somit liegt keine Gruppengeschwindigkeitsdispersion vor und Gleichung 3.41 kann geschrieben werden als:

$$v_{gr} = \frac{c}{1 + n_{gr}}, \quad \text{mit:} \quad n_{gr} = \alpha_0 c \frac{\Gamma_1^{\text{opt}}}{2\Omega_K^2}. \quad (3.42)$$

Hierbei ist α_0 der Absorptionskoeffizient des Mediums ohne EIT. Die Gruppengeschwindigkeit ist folglich abhängig von der Rabifrequenz des Kopplungs-Lasers. Dies wird auch aus Abbildung 3.3 ersichtlich. Für kleinere Rabifrequenzen werden kleinere Gruppengeschwindigkeiten beobachtet. Dies wird zur Speicherung von Laserpulsen in EIT-präparierten Medien verwendet. Zur Beschreibung der Lichtspeicherung geht man zu Laserpulsen über. Die Beschreibung von EIT kann äquivalent übernommen werden, wenn der Kopplungs-Laserpuls den Nachweis-Laserpuls vollständig einhüllt. Durch die Erweiterung auf Laserpulse werden jedoch Effekte auf die Propagation leichter ersichtlich. Zur Speicherung des Nachweis-Pulses verringert man die Rabifrequenz des Kopplungs-Lasers auf Null, während sich der Nachweis-Puls im Medium befindet. Der Nachweis-Puls wird dann in Form einer kohärenten Überlagerung der Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ gespeichert. Eine anschauliche Erklärung liefert das Bild der adiabatischen Zustände (Gleichung 3.12). Wird hier der Kopplungs-Laserpuls zeitlich vor dem Nachweis-Laserpuls eingestrahlt, so wird das System im Dunkelzustand präpariert. Werden zudem die Pulse so abgeschaltet, dass das Verhältnis der Rabifrequenzen gleich bleibt.

$$\tan \theta = \frac{\Omega_N}{\Omega_p} = \text{konst.}, \quad (3.43)$$

so ändert sich auch der Zustand der kohärenten Überlagerung während der abfallenden Flanke der Pulse nicht. Das Medium wird dauerhaft in einen kohärenten Zustand präpariert. Die hierbei präparierte Kohärenz ρ_{13} verursacht laut

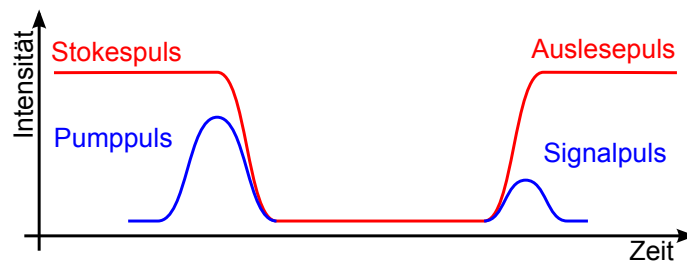


Abbildung 3.4: Pulssequenz zur Lichtspeicherung

Gleichung 3.35 eine Polarisation des Mediums. Wird zeitverzögert ein weiterer Laserpuls mit der Frequenz des Kopplungs-Lasers (im Folgenden Auslese-Puls genannt) eingestrahlt, so wird ein weiteres elektromagnetisches Feld, das Signal-Feld erzeugt. Ein Signal-Puls verlässt das Medium, der in Richtung und Frequenz mit dem Nachweis-Puls übereinstimmt. Die im Medium gespeicherte Kohärenz wird hierbei abgebaut. Dieser Mechanismus wird als Lichtspeicherung bezeichnet. Die Erhaltung von Richtung und Frequenz folgt aus der Impuls- und Energieerhaltung.

Anschaulich kann die gespeicherte Kohärenz als Brechungsindexgitter betrachtet werden, das durch die Interferenz von Nachweis- und Kopplungs-Laser zustande kommt. An diesem Gitter wird der Auslese-Puls gebeugt.

Speichereffizienz

Um die diskutierte Technik zur Datenspeicherung zu verwenden, ist eine hohe Speichereffizienz wichtig. Diese wird im Folgenden definiert als Verhältnis der Pulsenergien von Nachweis-Puls und Signal-Puls.

$$\eta = \frac{E_S}{E_P}. \quad (3.44)$$

In realen Medien treten Effekte auf, welche die Effizienz der Speicherung beeinflussen. So bewirkt z.B. die endliche Länge eines realen Mediums eine Limitierung der Speichereffizienz.

(a) Optische Dichte

Für die Speichereffizienz gibt es einige prinzipielle Beschränkungen, die sich gut anhand der optischen Dichte αL_m des Mediums nachvollziehen lassen. Hierbei sind α der Absorptionskoeffizient und L_m die Länge des Mediums. Damit ein Puls effizient gespeichert werden kann, muss er zunächst in das Speichermedium passen:

$$L_P < L_m. \quad (3.45)$$

Die Länge L_P des Pulses ist gegeben durch seine Dauer τ und seine Gruppengeschwindigkeit v_{gr} .

$$L_P = v_{gr} \tau_P. \quad (3.46)$$

Die Gruppengeschwindigkeit wiederum hängt von der spektralen Breite der EIT-Resonanz Γ_{EIT} ab. Insgesamt kann die obige Bedingung ausgedrückt werden als [34]:

$$\alpha L_m \leq \Gamma_{\text{EIT}} \tau_P. \quad (3.47)$$

Weiterhin bildet die spektrale Breite der EIT-Resonanz eine obere Grenze für die spektrale Breite des zu speichernden Pulses:

$$\Gamma_{\text{EIT}} \tau_P \gg 1. \quad (3.48)$$

Neben der spektralen Breite der EIT-Resonanz ist auch die optische Dichte ausschlaggebend für die Absorption des Nachweis-Pulses. Daher lässt sich die Bedingung weiter präzisieren [34, 35]:

$$\Gamma_{\text{EIT}} \tau_P \gg \sqrt{\alpha L_m}. \quad (3.49)$$

Die Bedingungen 3.47 und 3.49 lassen sich gleichzeitig nur für hohe optische Dichten erfüllen. Da reale Experimente oft bei moderaten optischen Dichten durchgeführt werden, kann also grundsätzlich nur ein Bruchteil des Nachweis-Pulses gespeichert werden.

(b) Dekohärenz

Da zur Lichtspeicherung eine Kohärenz im Medium präpariert wird, bestimmt auch der Verlust dieser Kohärenz maßgeblich die Speichereffizienz. Die kohärente Überlagerung von zwei Zuständen kann verloren gehen, wenn das System spontan in den Grundzustand zerfällt. Dieser Prozess bildet die obere Grenze für die spontane Dekohärenzrate T_2^{sp} :

$$T_2^{\text{sp}} = 2T_1^{(3)}. \quad (3.50)$$

Hierbei ist $T_1^{(3)}$ die Lebensdauer des Zustands $|3\rangle$. Da sich das System in einer kohärenten Überlagerung maximal zu 50% in diesem Zustand befindet, verdoppelt sich die Dekohärenzzeit im Vergleich zur Lebensdauer. Für effiziente Speicherung muss die Speicherzeit also unterhalb dieser spontanen Dekohärenzzeit liegen.

Weiterhin gibt es Effekte, die eine Änderung der Phase der Kohärenz bewirken. Dies können in Gasen beispielsweise Stöße mit anderen Teilchen sein. In seltenerd-dotierten Festkörpern sind diese Prozesse hauptsächlich durch Spinänderungen von Atomen im Wirtskristall bedingt. Durch diese Phasenänderungen bleibt die Kohärenz im einzelnen System zwar erhalten, bei einem Medium aus vielen Systemen liegen dann aber mehrere zufällige Phasen vor, so dass im Mittel keine Kohärenz detektiert werden kann. In den folgenden Abschnitten werden die beiden soeben genannten Effekte unter dem Begriff Dekohärenz zusammengefasst. Bei inhomogen verbreiterten Übergängen kommt es außerdem zu einer Oszillation der Kohärenz nach Ende der Anregung (siehe hierzu Abschnitt 4.1). Hierdurch laufen die Phasen der präparierten Kohärenzen auseinander, wodurch ebenfalls die Ausleseeffizienz sinkt. Dieser Mechanismus ist im Unterschied zu den anderen reversibel und wird im Folgenden im Unterschied zur Dekohärenz als Dephasierung bezeichnet.

(c) Pulsform

Im vorigen Abschnitt wurde für ein Dreiniveausystem hergeleitet, dass für optimale Speicherung Nachweis- und Kopplungs-Puls im gleichen Verhältnis ausgeschaltet werden müssen. Dies ist im Allgemeinen jedoch nur für ein reines Dreiniveausystem gültig. In realen Medien treten Verluste und Propagationseffekte auf, die diese Aussage relativieren können. Aufgrund der Vielzahl der Effekte ist eine analytische Beschreibung der optimalen Pulsform oft unmöglich. Es existieren jedoch iterative Verfahren auf der Basis von optimaler Kontrolltheorie, um die optimale Pulsform für ein gegebenes Medium bei bekannten Verlustmechanismen zu finden [36–41].

In theoretischen und experimentellen Arbeiten von Gorshkov et al. [40] wurde der Einfluss der Pulsformen auf die Lichtspeicherung mit Hilfe von optimaler Kontrolltheorie untersucht. Hierbei zeigt sich, dass die Pulsform des Kopplungs-Pulses zum Teil stark von der des Nachweis-Pulses abweicht. Die Form des Signal-Pulses wird außerdem maßgeblich von der des Auslese-Pulses beeinflusst. Daher sind im allgemeinen die optimalen Pulsformen zur Speicherung und zum Auslesen von der gewünschten Form des Signal-Pulses abhängig.

Kapitel 4

Kohärente Wechselwirkung mit hochfrequenten elektromagnetischen Feldern

Der elektronische Grundzustand, sowie der angeregte Zustand werden in Pr:YSO durch Hyperfeinwechselwirkung aufgespalten. Die resultierenden Zustände werden vor allem durch den Kernspin der Pr^{3+} -Ionen bestimmt. Da die Aufspaltung im Bereich von einigen MHz liegt, können die Übergänge zwischen verschiedenen Hyperfeinzuständen auch durch hochfrequente elektromagnetische Felder getrieben werden. Für eine theoretische Beschreibung wird ein Zweiniveausystem in Wechselwirkung mit einem magnetischen Wechselfeld betrachtet.

Analog zu 3 ergibt sich der Hamiltonoperator des ungestörten Systems

$$H = \begin{pmatrix} E_1 & 0 \\ 0 & E_2 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

mit den Energien der ungestörten Zustände E_1 und E_2 . Ebenso kann der Gesamtzustand des Systems als

$$|\Psi\rangle = c_1|1\rangle + c_2|2\rangle \quad (4.2)$$

ausgedrückt werden. Mit dem magnetischen Feld

$$\vec{B} = \frac{1}{2}(\vec{B}_0 e^{i\omega t} + \vec{B}_0 e^{-i\omega t}) \quad (4.3)$$

ergibt sich der magnetische Dipolwechselwirkungsoperator

$$\hat{V}_{mag} = -\mu_{mag} \cdot \vec{B}. \quad (4.4)$$

Hierbei ist

$$\vec{\mu}_{mag} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S. \quad (4.5)$$

Da es sich um Übergänge innerhalb des selben elektronischen Zustandes handelt, ist

$$\vec{\mu}_L = 0. \quad (4.6)$$

Somit gilt

$$\vec{\mu}_{mag} = \vec{\mu}_S = \gamma I. \quad (4.7)$$

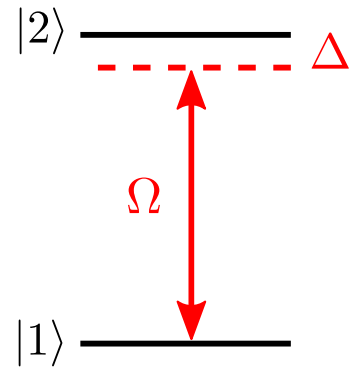


Abbildung 4.1: Zweiniveausystem mit von der Resonanz verstimmtm elektromagnetischem Wechselfeld

Hierbei ist γ das gyromagnetische Verhältnis und I der Kernspin. Für ein in x-Richtung oszillierendes Feld ergibt sich

$$\hat{V} = -\gamma I_x B_0 \cos \omega t \quad \text{mit der Spinmatrix} \quad I_x = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Analog zum Verfahren in Kapitel 3 ergibt sich bei geeigneter Phasenwahl [42] der Hamiltonoperator in Drehwellennäherung für ein kohärent getriebenes Zweiniveausystem.

$$\hat{H}_{RWA} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \Delta & \Omega \\ \Omega^* & -\Delta \end{pmatrix}. \quad (4.9)$$

Hierbei wurde die Verstimmung Δ von der Resonanz, sowie die Rabifrequenz Ω des magnetischen Wechselfeldes verwendet. Diese ist analog zum optischen Fall definiert:

$$\Omega = \frac{\vec{\mu}_{mag} \cdot \vec{B}_0(t)}{\hbar}. \quad (4.10)$$

4.1 Besetzungsdynamik

Durch Gleichung 4.9 lässt sich nun die Dynamik des betrachteten Modellsystems beschreiben. Im Folgenden wird der Fall resonanter Anregung diskutiert. Die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes ist gegeben durch

$$P_i = \frac{N_i}{N_0}, \quad (4.11)$$

wobei N_i die Anzahl der Systeme im Zustand $|i\rangle$ und N_0 die Gesamtzahl aller Systeme ist. Aus Abschnitt 3.2 ist bekannt, dass die Besetzung eines Zustandes durch das Betragsquadrat der Wahrscheinlichkeitsamplituden c_i gegeben ist. Für diese lassen sich mit Gl. 4.9 und der Darstellung 4.2 folgende Differentialgleichungen formulieren:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2}{\partial t^2} c_1(t) &= -\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4} c_1(t) \\ \frac{\partial^2}{\partial t^2} c_2(t) &= -\frac{\Omega_{\text{eff}}^2}{4} c_2(t). \end{aligned} \quad (4.12)$$

Hierbei ist

$$\Omega_{\text{eff}} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta^2}. \quad (4.13)$$

Mit der Anfangsbedingung, dass sich das System zu Beginn der Wechselwirkung im Grundzustand befindet ($|c_1(0)|^2 = 1, |c_2(0)|^2 = 0$), ergeben sich die Lösungen:

$$c_1(t) = \cos\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}t\right) - i\frac{\Delta}{\Omega_{\text{eff}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}t\right) \quad (4.14)$$

$$c_2(t) = i\frac{\Omega}{\Omega_{\text{eff}}} \sin\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}t\right). \quad (4.15)$$

Hiermit ergeben sich für die Besetzungen der Zustände:

$$P_1(t) = \frac{\Omega^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} \cos^2\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}t\right) + \frac{\Delta^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} \quad (4.16)$$

$$P_2(t) = \frac{\Omega^2}{\Omega_{\text{eff}}^2} \sin^2\left(\frac{\Omega_{\text{eff}}}{2}t\right) \quad (4.17)$$

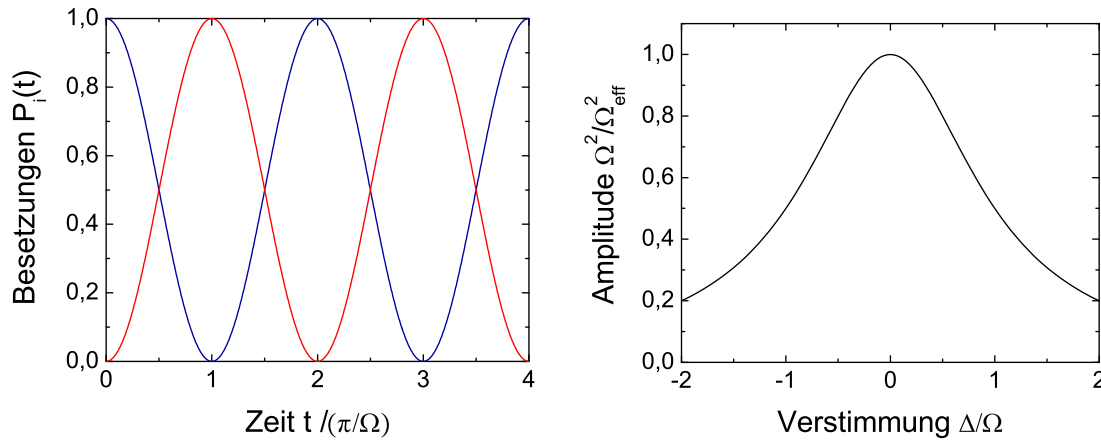


Abbildung 4.2: Links: Besetzungsverläufe im Falle konstanter, resonanter Anregung eines Zweiniveausystems (Rabioszillationen). Rechts: Amplitude der Rabioszillationen bei verstimmter Anregung

Das linke Teilbild in Abbildung 4.2 zeigt die Besetzungen der beiden Zustände in Abhängigkeit von der Zeit. Die Besetzung oszilliert zwischen den beiden Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ mit der Frequenz Ω_{eff} und der Amplitude $\Omega^2/\Omega_{\text{eff}}^2$. Diese Oszillationen werden Rabioszillationen genannt [29]. Für den Fall resonanter Anregung ($\Delta = 0$) wird die Besetzung vollständig zwischen den Zuständen transferiert. Bei endlicher Verstimmung nimmt die Amplitude der Oszillationen ab. Dies ist im rechten Teilbild der Abbildung 4.2 dargestellt.

Rabioszillationen können ausgenutzt werden, um Besetzungsinversion zu erzeugen, also das System vollständig in den angeregten Zustand zu überführen. Maxima der Besetzung im angeregten Zustand treten auf für $t = \pi/\Omega_{\text{eff}}$. Eine allgemeinere Bedingung für Besetzungsinversion kann man bei gepulster Anregung über die Pulsfläche A definieren:

$$A = \int_{-\infty}^{\infty} \Omega(t)dt = (2n + 1)\pi. \quad (4.18)$$

Pulse, die obige Bedingung erfüllen, werden als π -Pulse bezeichnet. Diese werden z.B. bei der kernmagnetischen Resonanzspektroskopie angewendet.

Blochvektor-Formalismus

Die kohärente Anregung eines Zweiniveausystems kann für den allgemeinen Fall gut durch den Bloch-Formalismus verstanden werden. Hierbei wird der Systemzustand wie folgt als Vektor definiert:

$$\vec{r} = \begin{pmatrix} u(t) \\ v(t) \\ w(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\text{Re}[c_1^* c_2] \\ -2\text{Im}[c_1^* c_2] \\ |c_2|^2 - |c_1|^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\text{Re}[\rho_{12}] \\ -2\text{Im}[\rho_{12}] \\ \rho_{22} - \rho_{11} \end{pmatrix} \quad (4.19)$$

Dieser Vektor wird als Blochvektor bezeichnet. Die Komponenten sind Real- und Imaginärteil der Kohärenz, sowie die Besetzungsinversion. Ebenso wie im vorigen Abschnitt kann die Dynamik dieses Modellsystems durch die Gleichungen 4.9 und 4.2 berechnen. Man findet, dass die zeitliche Änderung des Blochvektors beschrieben wird durch:

$$\dot{\vec{r}} = \vec{T} \times \vec{r}. \quad (4.20)$$

Hierbei ist

$$\vec{T} = (\Omega, 0, -\Delta) \quad (4.21)$$

Die Dynamik des Blochvektors lässt sich als Bewegung auf einer Kugel mit Radius 1 beschreiben, die auch als Blochkugel bezeichnet wird. Hieran können verschiedene Anregungen anschaulich dargestellt werden.

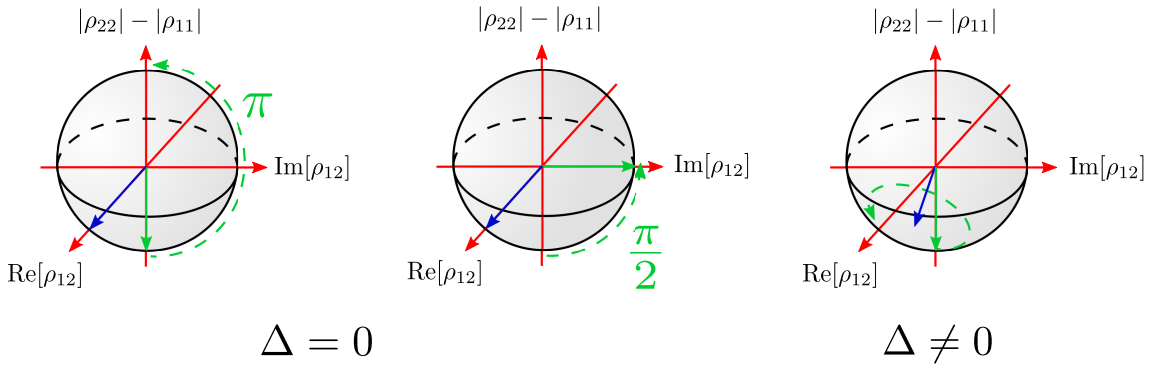


Abbildung 4.3: Illustration der Dynamik eines Zweiniveausystems auf der Blochkugel bei verschiedenen Typen von Anregungen. Links: Resonante Anregung durch einen π -Puls, Mitte: Resonante Anregung durch einen $\pi/2$ -Puls, Rechts: Nichtresonante Anregung. Die grünen, durchgezogenen Pfeile geben den Blochvektor \vec{r} zu Beginn der Wechselwirkung an. Die Blauen Pfeile stellen den Vektor der Wechselwirkung \vec{T} dar. Die Dynamik des Systems unter der jeweiligen Wechselwirkung wird von den grünen, gestrichelten Pfeilen dargestellt.

Abbildung 4.3 stellt den Fall resonanter Anregung eines Systems im Grundzustand (links), sowie nichtresonanter Anregung (rechts) dar. Die roten Pfeile stellen jeweils die Achsen der Kohärenz und der Besetzungsinversion dar. Die blauen Pfeile symbolisieren den Vektor \vec{T} der Anregung (Gl. 4.20). Der Blochvektor ist grün dargestellt. Im ersten Fall bewegt sich der Zustandsvektor auf der Blochkugel in

Richtung vollständiger Inversion. Zwischenzeitlich ist der Imaginärteil der Kohärenz maximal. Die Bewegungsrichtung des Blochvektors ist als grüne, gestrichelte Linie angedeutet.

Im rechten Teilbild dagegen beschreibt der Blochvektor einen Kreis, der über einen allgemeinen Überlagerungszustand führt. Aus der Projektion auf die Achse der Inversion kann man die Amplitude der Rabioszillationen erkennen. Mit Hilfe dieses Formalismus lässt sich besonders einfach der Einfluss von π -Pulsen auf Systeme darstellen, die sich in einem kohärenten Überlagerungszustand befinden. Beispielsweise kann durch einen resonanten Puls der Fläche $A = \pi/2$ ein System vom Grundzustand in einen kohärenten Überlagerungszustand präpariert werden.

4.2 Rephasierung kohärenter Überlagerungen

Regt man ein System mit einer Verstimmung $\Delta \neq 0$ an, verringert sich Amplitude und Periode der Rabioszillationen. Präpariert man ein System unter Verstimmung in einen kohärenten Überlagerungszustand, so oszilliert die Kohärenz nach Ende der Anregung. Dies wird im Blochformalismus durch den Vektor $T = (0, 0, \Delta)$ beschrieben. Der Blochvektor beschreibt hierbei einen Kreis um die Achse der Inversion. Die Geschwindigkeit der Rotation ist proportional zur Verstimmung. Sind mehrere Systeme mit verschiedenen Verstimmungen beteiligt, so entsteht eine Phasendifferenz zwischen den einzelnen Kohärenzen. Diesen Prozess nennt man Dephasierung.

Wenn sich die Phasen mehrerer an der Lichtspeicherung beteiligten Systeme unterscheiden, kann es zu destruktiver Interferenz kommen, wodurch sich die Ausleseeffizienz verringert ([9], siehe auch Abschnitt 3.3). Um dies zu verhindern, wendet man ebenfalls π -Pulse an. Hierdurch werden die Blochvektoren der Systeme um die $\text{Re}[\rho_{12}]$ -Achse rotiert. Die Propagationsrichtung der Vektoren bleibt jedoch gleich, so dass die Blochvektoren wieder zusammen laufen. Diesen Prozess nennt man Rephasierung. In dieser Arbeit wird die Technik der Rephasierung auf die Speicherung von Licht angewandt.

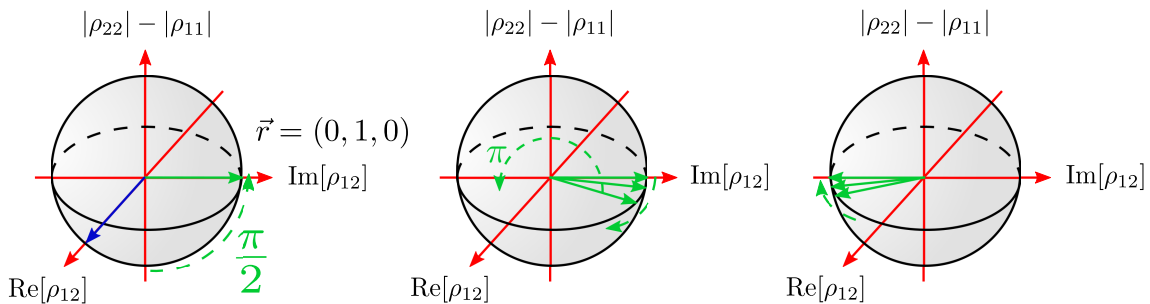


Abbildung 4.4: Illustration zur Rephasierung von atomaren Kohärenzen. Links: Erzeugung von Kohärenz durch einen $\pi/2$ -Puls. Mitte: Freie Evolution der Kohärenzen und Drehung um die $\text{Re}[\rho_{12}]$ -Achse durch einen π -Puls. Rechts: Rephasierung der Kohärenzen.

In Abbildung 4.4 ist eine solche Situation dargestellt. Nach Ende des $\pi/2$ Pulses verharrt das System in der kohärenten Überlagerung. Wirkt nun ein π -Puls auf das System, so ändert sich die Phase der Kohärenz. Auf der Blochkugel entspricht das einer Rotation um 180° um die Achse $\text{Re}[\rho_{12}]$. Nach der Rephasierung ist die zuvor präparierte Kohärenz wieder makroskopisch detektierbar. Dies wird z.B. für Spin- oder Photonenechos ausgenutzt [43, 44].

Kapitel 5

Spektroskopie und Präparation

Der Nachweis der in dieser Arbeit behandelten Effekte beruht auf Absorptionsspektroskopie. Daher werden im folgenden Kapitel zunächst die Grundlagen der Absorptionsspektroskopie zusammengefasst. Bei Pr:YSO handelt es sich um ein spektroskopisch komplexes System. Deswegen ist zur Beobachtung kohärenter Effekte eine Präparation des Mediums notwendig. In dieser Arbeit kommt eine Präparationsmethode auf der Basis von optischem Pumpen zum Einsatz, die auf einer Technik von Nilsson et al. beruht [45]. Diese Technik wird im zweiten Teil des Kapitels eingeführt. Danach folgen erste experimentelle Ergebnisse zur optischen Spektroskopie und zum Einfluss kohärenter Hochfrequenzanregung.

Grundlage der Absorptionsspektroskopie ist die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Quantensystemen. Wenn die Frequenz des Lichts ω mit der Energiedifferenz zweier Zustände im System übereinstimmt

$$\hbar\omega = E_2 - E_1, \quad (5.1)$$

können Absorption oder stimulierte Emission auftreten. Außerdem kann das System durch spontane Emission in den Grundzustand zerfallen. Für rein inkohärente Wechselwirkung kann die Besetzungsdynamik durch Ratengleichungen beschrieben werden:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}IN_1 + B_{21}IN_2 + A_{21}N_2 \quad (5.2)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}IN_1 - B_{21}IN_2 - A_{21}N_2. \quad (5.3)$$

Hierbei wurden die Besetzungen der Zustände N_1 und N_2 , die Intensität des Lichts I und die Einsteinkoeffizienten für stimulierte Emission bzw. Absorption B_{21}, B_{12} , sowie für die spontane Emission A_{21} verwendet. Bei einem reinen Zweiniveausystem sind die Koeffizienten für stimulierte Emission und Absorption gleich ($B_{12} = B_{21}$). Mit den Bedingungen $N_1 + N_2 = N$, sowie $N_2(t = 0) = 0$ folgt für die Besetzungsdynamik [28]:

$$N_2(t) = \frac{N}{2} \frac{1}{1 + \frac{A_{21}}{2B_{12}I}} (1 - e^{-(2B_{12}I + A_{21})t}) \quad (5.4)$$

Bei hinreichend langer Lebensdauer des angeregten Zustandes oder hoher Intensität des Lichtfeldes ($B_{12}I \gg A_{21}$) nähert sich die Besetzung des Zustands $|2\rangle$

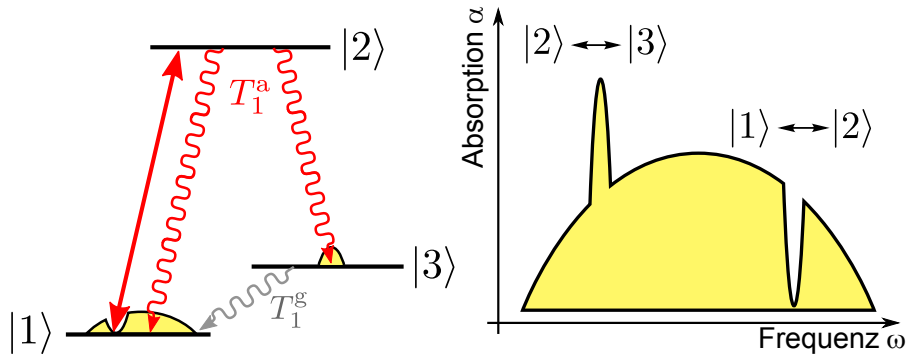


Abbildung 5.1: Links: Schematische Darstellung eines Dreiniveausystems zur Erläuterung des optischen Pumpens. Rechts: Illustration der Absorptionsänderung.

dem Wert $N_2 = N/2$ an. Man spricht von Sättigung des Übergangs. Atomare Resonanzen sind nicht scharf, sondern haben immer eine gewisse Breite. Dies ist unter anderem durch die natürliche Lebensdauer T_1 bedingt, die bereits im Koeffizient der spontanen Emission enthalten ist ($A_{21} = T_1^{-1}$). Die volle Verbreiterung der Resonanz wird durch eine Linienformfunktion $g(\omega)$ eingeführt. Das Medium kann also bei hinreichender Intensität auch für Frequenzen $\omega \neq \omega_0$ in Sättigung getrieben werden. Man beobachtet eine Verbreiterung der Spektrallinie, die als Sättigungsverbreiterung bezeichnet wird.

Für makroskopische Medien betrachtet man meist die Änderung der Intensität beim Durchgang durch das Medium. Diese hängt von den Besetzungen N_i der Zustände ab.

$$\frac{dI}{dx} = (N_2 - N_1)\sigma_{12}I, \quad (5.5)$$

wobei $\sigma_{12} = \frac{\hbar\omega_{12}}{c}B_{12}$ [46]. Durch Integration und Umformung erhält man das Beer'sche Absorptionsgesetz für die durch ein Medium der Dicke x transmittierte Intensität I :

$$I(x) = I(0)e^{-\alpha x}, \quad (5.6)$$

mit dem Absorptionskoeffizienten $\alpha = -(N_2 - N_1)\sigma_{12}$ und der Intensität vor Durchgang durch das Medium $I(0)$. Durch die experimentell leicht zugängliche Größe der transmittierten Intensität sind also Rückschlüsse auf die Besetzungsverhältnisse im Medium möglich. Im Falle von Sättigung ($N_1 = N_2 = N/2$) tritt keine Änderung der Intensität auf, das Medium ist transparent.

5.1 Optisches Pumpen

In Medien mit mehreren Energieniveaus kann durch Wechselwirkung mit Licht eine Umverteilung der Besetzung im Vergleich zum thermischen Gleichgewicht erreicht werden. Besitzt ein System mehrere Grundzustände, so kann es nach einer Anregung in jeden dieser Zustände zerfallen. Die Wahrscheinlichkeit für beide Übergänge wird durch die Einsteinkoeffizienten für die spontane Emission

bestimmt. Wird nun einer der Übergänge hinreichend lange angeregt, z.B. durch ein Laserfeld, sammelt sich die Besetzung in den anderen Grundzuständen. Man bezeichnet diesen Prozess als optisches Pumpen.

Als Beispiel dient ein System aus drei Zuständen, $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$, bei denen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ Grundzustände sind („Lambda-System“), wie in Abbildung 5.1 dargestellt. Bei resonanter Anregung des Übergangs $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ wird Besetzung in den angeregten Zustand transferiert. Von dort kann ein Zerfall sowohl nach $|1\rangle$ als auch nach $|3\rangle$ stattfinden. Da Zustand $|3\rangle$ nur durch spontane Zerfälle nach $|1\rangle$ entleert wird, kommt es zu einer Erhöhung der Besetzung in $|3\rangle$ im Vergleich zum thermischen Gleichgewicht. Ist die Lebensdauer des Zustands $|3\rangle$ hinreichend lang, kann es zu einer vollständigen Entleerung des Zustands $|1\rangle$ kommen. Hierbei muss die Dauer der Anregung über der spontanen Zerfallsdauer des angeregten Zustands liegen. Das Medium wird bei der Frequenz des Übergangs $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ für die anregende Strahlung transparent. Im Gegenzug erhöht sich die Absorption bei der Frequenz des Übergangs $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Im Absorptionsspektrum macht sich dies als Minimum („spektrales Loch“) bzw. Maximum („Antiloche“) bemerkbar.

5.2 Experimenteller Aufbau

Das in dieser Arbeit verwendete Medium ist ein Pr:YSO-Einkristall mit einem Dotierungsgrad von 0,02 at.%. Der Kristall hat einen quadratischen Querschnitt der Kantenlänge 5 mm, bei einer Dicke von 3 mm. Zur Vermeidung von spontanen Phononenanregungen wird er in einem Kreislaufrückkühlstaten (Janis, Modell SHI-4-1-331S) auf etwa 5 K gekühlt. Ebenfalls innerhalb des Rückkühlstaten befinden sich zwei Hochfrequenzspulen zur direkten Anregung der Hyperfeinübergänge im Medium. Die Spulen sind so angebracht, dass das Magnetfeld im Bereich der Laserstrahlen möglichst homogen verläuft. Hierbei konnte die Helmholtzbedingung aufgrund der Dimension des Rückkühlstaten nicht exakt eingehalten werden. Details der Halterung und Beschaffenheit der Spulen kann [42] entnommen werden.

Die für den optischen Übergang in Pr:YSO benötigte Laserstrahlung bei einer Wellenlänge von 605,98 nm wird von einem Dauerstrich-Farbstofflaser (Sirah Matisse DX) erzeugt. Die Frequenz der Laserstrahlung wird mit dem Pound-Drever-Hall Verfahren [47] auf einen externen Referenzresonator stabilisiert. Die Bandbreite der Laserstrahlung liegt im Bereich von 100 kHz. Der Farbstofflaser stellt eine Ausgangsleistung von etwa 1 W zur Verfügung. Die Strahlung wird über eine Einmodenglasfaser zum Experiment geleitet. Aufgrund von Verlusten bei der Ein- und Auskopplung, sowie Streuung innerhalb der Faser kann am Experiment eine Leistung zwischen 400 mW und 600 mW erreicht werden. Die genaue Einkoppleffizienz hängt von der täglichen Justage des Lasers und der Glasfaser ab.

Die Laserstrahlung wird durch Strahlteiler in drei Strahlwege zerlegt. Einer der Strahlwege enthält etwa 10% der Gesamtleistung und wird zum Absorptionsspektrum nachweis verwendet. Im Folgenden wird dieser Strahlweg „Nachweis“ ge-

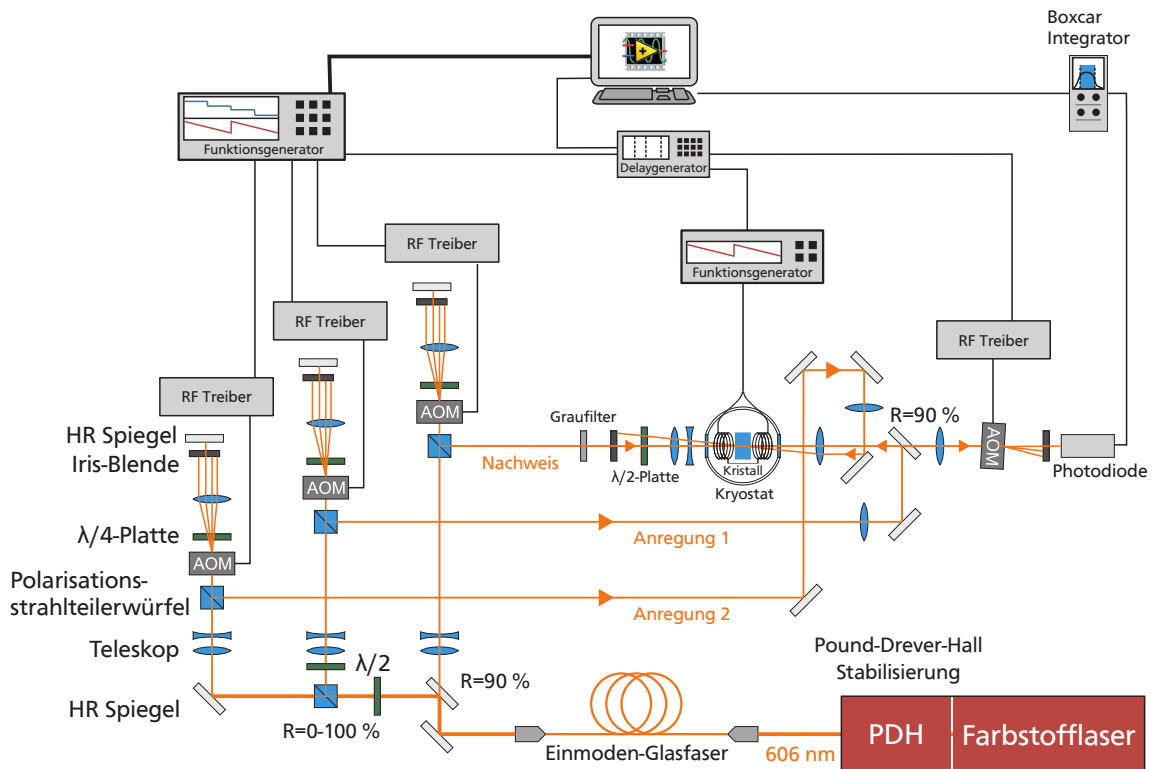


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus

nannt. Die Verteilung der restlichen Leistung in den anderen beiden Strahlwegen („Anregung 1“ und „Anregung 2“) kann frei gewählt werden. Hierzu wird die Polarisation des einfallenden Lichts zunächst durch eine rotierbare $\frac{\lambda}{2}$ -Platte gedreht und danach durch einen polarisierenden Strahlteilerwürfel aufgespalten. Danach wird die Polarisation im Strahlweg „Anregung 1“ durch eine weitere $\frac{\lambda}{2}$ -Platte noch einmal um 90° gedreht, damit beide Strahlwege wieder die gleiche Polarisation aufweisen.

Die drei Strahlwege werden über geeignete Optiken in einen Pr:YSO Kristall abgebildet. Sie haben dort einen Strahldurchmesser von $200\text{--}300\,\mu\text{m}$. Der Durchmesser des Nachweisstrahls ist hierbei geringer als die der beiden Anregungsstrahlwege gewählt, um räumliche Mittelungseffekte zu minimieren. Der Durchmesser des Nachweisstrahls beträgt etwa $170\,\mu\text{m}$.

Die Strahlwege „Anregung 1“ und „Nachweis“ durchlaufen den Kristall antiparallel, während der Strahl „Anregung 2“ unter einem kleinen Winkel ($\sim 1\text{ mrad}$) zu „Anregung 1“ läuft.

Alle Strahlen werden durch akusto-optischen Modulatoren (AOM) gebeugt. Die erste Beugungsordnung wird durch einen Retroreflektor in den AOM zurückgeworfen. Durch eine Kombination aus $\frac{\lambda}{4}$ -Platte und polarisierendem Strahlteilerwürfel wird die zurücklaufende Strahlung nach ihrem zweiten Durchgang durch den AOM von einlaufendem Strahl getrennt. Diese Strahlung ist danach um das zweifache der Modulationsfrequenz des AOMs verschoben. Diese Anordnung wird Doppelpass-Konfiguration genannt [48]. Auf allen Strahlwegen können durch

diesen Aufbau Frequenz und Intensität der Laserstrahlung getrennt kontrolliert werden.

Für die folgenden Experimente werden so aus der kontinuierlichen Laserstrahlung Laserpulse mit Pulsdauern im Mikrosekundenbereich ausgeschnitten. Die Form und Frequenz der Pulse können über mehrere Verfahren bestimmt werden. Beim ersten Verfahren werden die gewünschten zeitlichen Verläufe an mehrere Funktionsgeneratoren gesendet, die aus den digitalen Verläufen Abfolgen von Spannungen erzeugen. Diese werden wiederum an spannungsgesteuerte Oszillatoren weitergegeben, die daraus ein Hochfrequenzsignal für die AOM erzeugen. Als Funktionsgenerator steht unter anderem ein Arbiträr-funktionsgenerator (Tektronix AWG 5014) zur Verfügung. Dieser wird in Kapitel 6 für die Implementierung der evolutionären Algorithmen ausgenutzt, da er sich besser für große Datenmengen eignet. Die anderen Funktionsgeneratoren sind vom Typ 33220A der Firma Agilent und werden für die weniger komplizierten Wellenfunktionen wie zum Beispiel die des Nachweis-Pulses verwendet.

Bei der zweiten Methode werden die Hochfrequenzsignale für die AOM durch direkte digitale Synthese (DDS) erzeugt. Hierzu stehen drei entsprechende Treiber zur Verfügung (Crystal Technologies AODS 20160-1). Die Informationen über die Frequenz der Pulse werden in digitaler Form an die Treiber weitergegeben. Lediglich die Intensität wird weiterhin aus einem analogen Spannungsverlauf der Agilent Funktionsgeneratoren erzeugt. Der Vorteil der zweiten Methode ist eine höhere Präzision in der Frequenz der Laserpulse, weswegen die Methode bei den Versuchen zu den optischen Logikoperationen zum Einsatz kommt.

In beiden Fällen generiert zunächst ein PC je einen Verlauf digitaler Werte für Intensität und Frequenz. Weiterhin gibt der PC über eine D/A Wandlerkarte (AdLink PCI 6208V) ein Taktsignal aus (engl. *trigger*). Ein Delaygenerator (EG&G 9650A) steuert mit dessen Hilfe den Zeitpunkt der einzelnen Laserpulse.

Der transmittierte Anteil des Nachweis-Pulses wird durch einen weiteren AOM geleitet. Dieser dient zur Eingrenzung des Nachweiszeitraums. Schließlich wird der Nachweis-Puls auf eine Photodiode abgebildet (New Focus, Modell 2051). Diese verstärkt das Signal intern und gibt es an ein Boxcar Integrierglied (SRS, SR 250) weiter. Danach wird das integrierte Signal über eine A/D-Wandlerkarte (AdLink PCI 9111DG) von einem PC erfasst. Hieraus kann z.B. der Absorptionskoeffizient des Kristalls berechnet werden.

Da der aktuelle Farbstofflaser nicht von Anfang an zur Verfügung stand, wurden die ersten Experimente mit einem anderen Farbstofflaser durchgeführt. Es handelt sich um einen Coherent Farbstofflaser (CR 699-01). Der wesentliche Unterschied zum Laser von Sirah liegt in der Linienbreite, da der erste Laser nicht auf einen externen Resonator stabilisiert werden konnte. Die Linienbreite lag im Bereich von 1 MHz auf einer Zeitskala von etwa einer Millisekunde. Die Langzeitstabilität, sowie die Ausgangsleistung sind vergleichbar mit dem Sirah-Laser. Diese Änderung bezieht sich vor allem auf die folgenden Ergebnisse zur Spektroskopie.

5.3 Präparation des Mediums

Zur Präparation des Mediums wird auf dem Strahlweg „Anregung 1“ ein Laserpuls mit nahezu konstanter Intensität und einer Dauer von 84 ms eingestrahlt. Die Spitzenleistung dieses Pulses beträgt $I \approx 100 \text{ W/cm}^2$. Die Frequenz des Pulses wird hierbei sieben Mal in einem Bereich von $\Delta\nu = 0 \text{ MHz}$ bis $\Delta\nu = 18 \text{ MHz}$ um das Zentrum der inhomogenen Verbreiterung verstimmt. Eine negative Richtung der Verstimmung ist durch die unterschiedlichen Übergangsmomente günstiger. Da die Dauer der Präparation die Lebensdauer der angeregten Zustände von $164 \mu\text{s}$ um ein Vielfaches übersteigt, tritt effizientes optisches Pumpen auf. Dies macht sich im Absorptionsspektrum des Mediums durch einen breiten Bereich hoher Transmission bemerkbar (engl.: *spectral pit*). Details zu dieser Präparationssequenz können z.B. [28, 30] entnommen werden.

Nach der Präparation der *spectral pit* wird meist ein weiterer Laserpuls auf dem Strahlweg „Anregung 1“ eingestrahlt. Der Laserpuls hat einen gaußförmigen zeitlichen Intensitätsverlauf, bei einer Spitzenintensität von 50 W/cm^2 und einer Pulsdauer von $200 \mu\text{s}$ (volle Halbwertsbreite). Dieser Laserpuls regt einige der Ionen so an, dass die Besetzung in die zuvor entleerten Grundzustände zerfällt. Hierdurch werden einzelne Absorptionslinien in der *spectral pit* präpariert. Dieser zusätzliche Laserpuls wird daher im Folgenden „Rückpräparationspuls“ genannt. Durch Wahl der Frequenz des Rückpräparationspulses können Ionen in jedem der drei Grundzustände präpariert werden.

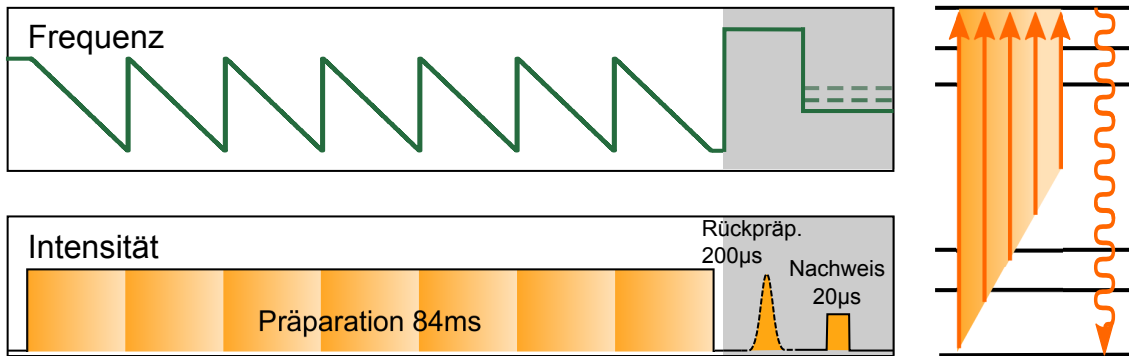


Abbildung 5.3: Darstellung der Präparationssequenz Links: Frequenz und Intensität des Präparationspulses und des Nachweis-Pulses dargestellt. Rechts: Anregung des Mehrniveausystems durch die Präparation.

Nach der Präparation wird mit einer Verzögerung von $500 \mu\text{s}$ ein schwacher Laserpuls auf dem Strahlweg „Nachweis“ eingestrahlt. Der Puls hat einen rechteckigen zeitlichen Intensitätsverlauf bei einer Spitzenintensität von $0,3 \text{ W/cm}^2$ und einer Pulsdauer von $20 \mu\text{s}$. Die Frequenz des Nachweis-Pulses wird schrittweise über einen Bereich von $\Delta\nu_N = -10 \text{ MHz}$ bis $\Delta\nu_N = +30 \text{ MHz}$ verstimmt. Aus dem transmittierten Anteil des Nachweis-Pulses wird der absolute Absorptionskoeffizient des Mediums berechnet. Dies geschieht unter der Annahme, dass das Medium im Bereich der *spectral pit* vollständig transparent ist.

Abbildung 5.4 zeigt den Absorptionskoeffizienten des Mediums in Abhängigkeit

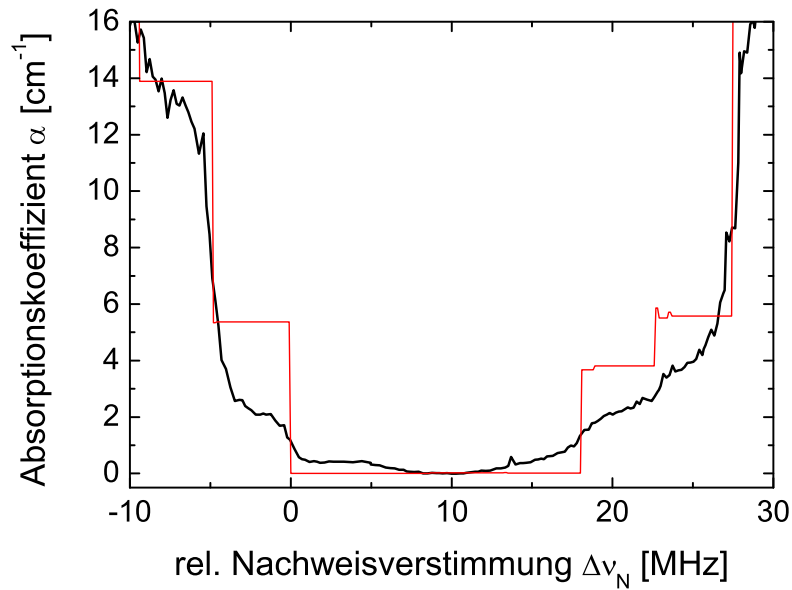


Abbildung 5.4: Schwarze Kurve: Absorptionsspektrum des Kristalls nach der Präparationssequenz. Rote Kurve: Simulation auf Basis optischen Pumpens.

von der Frequenz des Nachweis-Pulses relativ zum Zentrum der inhomogenen Linienbreite. Man erkennt den Bereich hoher Transmission in einem Frequenzbereich von $\Delta\nu = 0\text{ MHz}$ bis $\Delta\nu = 18\text{ MHz}$. Hier wurde die Besetzung der Grundzustände in Ionen umverteilt, deren Absorptionsfrequenzen innerhalb des Frequenzbereichs der Präparation liegen. Hierdurch werden ein bis zwei Grundzustände entleert, während sich die Besetzung in den nicht beeinflussten Grundzuständen sammelt.

Zur Simulation des Spektrums dient ein einfaches Modell auf der Basis von optischem Pumpen [28]. In der Simulation wird angenommen, dass die Besetzung in den Grundzuständen durch das optische Pumpen vollständig entfernt und entsprechend den relativen Oszillatorstärken aus Kapitel 2 auf die anderen Grundzustände verteilt wird. Es werden keinerlei Dynamik der Besetzung, sowie keine Effekte durch Sättigung der Übergänge berücksichtigt.

Das simulierte Spektrum ist der Messung als rote Linie hinzugefügt. Man erkennt die wesentlichen Strukturen gut wieder. Die absoluten Höhen der simulierten Strukturen stimmen noch nicht mit der Messung überein. Dies liegt vor allem an der Modellannahme, dass das optische Pumpen die entsprechenden Grundzustände vollständig entleert. Außerdem werden die Strukturen in der Messung durch Sättigung verbreitert.

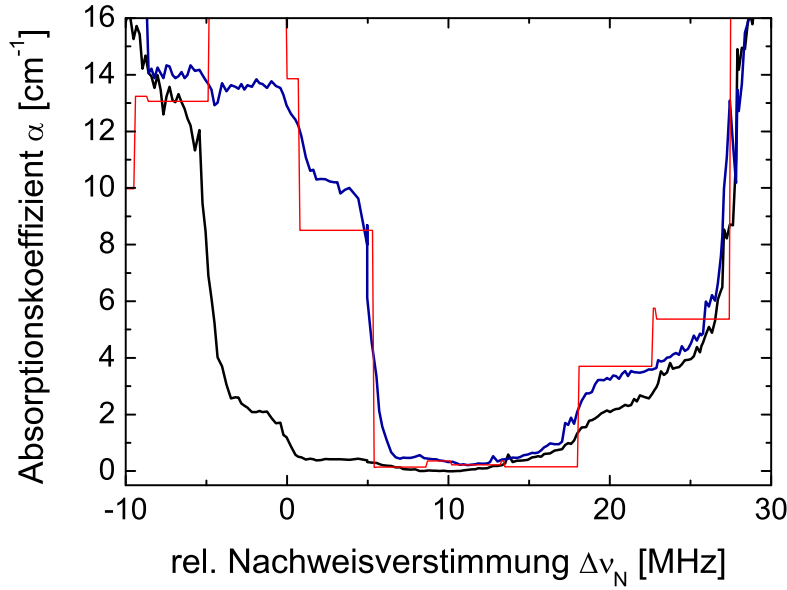


Abbildung 5.5: Schwarze Kurve: Absorptionsspektrum nach der Präparationssequenz. Blaue Kurve: nach HF-Anregung. Rote Kurve: Simulation der Absorption nach HF-Anregung. Die graue Markierung zeigt die spätere Nachweisfrequenz für die Demonstration von Rabi-Oszillationen.

5.4 Hochfrequenzanregungen in Pr:YSO

Neben der optischen Anregung des Mediums stehen auch Hochfrequenzspulen zur magnetischen Anregung zur Verfügung. Durch hochfrequente magnetische Wechselfelder können Übergänge zwischen den Hyperfeinniveaus induziert werden. Um dies experimentell zu beobachten, wird das Medium zunächst durch optisches Pumpen präpariert. Es entsteht eine *spectral pit*. Im Bereich der *spectral pit* besteht nun eine Ungleichverteilung in der Besetzung der Grundzustände. Der Zustand $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ ist nach dem optischen Pumpen in einigen Ionen unbesetzt, während der Zustand $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ voll besetzt ist. Die Absorptionsfrequenzen dieser Ionen für Übergänge in den angeregten Zustand $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ liegen bei einer relativen Nachweisfrequenz von $\Delta\nu_N = 0$ MHz bis $\Delta\nu_N = 5$ MHz. Bei einer Besetzungsänderung der Zustände wird also eine Änderung der Absorption im linken Rand der *spectral pit* erwartet. Somit können Besetzungsveränderungen durch die Hochfrequenzanregung beobachtet werden.

Zur Demonstration der HF-Anregung wird nach Ende der Präparation mit einem zeitlichen Abstand von $500\,\mu\text{s}$ ein Hochfrequenzpuls der Frequenz 10,19 MHz mit einer Leistung von $P_{HF} = 93\,\text{mW}$ eingestrahlt. Die Frequenz entspricht dem energetischen Abstand der Grundniveaus $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ und $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$. Der Puls ändert also die Besetzungsverteilung zwischen diesen beiden Zuständen. Nach Ende der Anregung durch den Hochfrequenzpuls wird ein schwacher, rechteckförmiger Nachweis-Puls der Dauer $20\,\mu\text{s}$ eingestrahlt. Die Dauer der HF-Anregung von $\tau_{HF} = 28\,\mu\text{s}$ wurde experimentell so bestimmt, dass die beobachtete Absorptionsänderung maximal ist.

Abbildung 5.5 zeigt die Absorptionsspektren vor (schwarze Kurve) und nach der Hochfrequenzanregung (blaue Kurve). Die erste Messung zeigt die *spectral pit* nach der Präparation aus Abbildung 5.4. Die blaue Kurve zeigt das Absorptionsspektrum nach Ende der Hochfrequenzanregung. Im linken Teil des Absorptionsspektrums nach der HF-Anregung ist eine starke Erhöhung der Absorption zu beobachten. Diese geht auf Besetzungstransfer durch den HF-Puls in den Grundzustand $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ zurück. Durch die HF-Anregung werden zwei ausgeprägte Kanten bei $\Delta\nu_N = 5\text{ MHz}$ und $\Delta\nu_N = 0\text{ MHz}$ erzeugt. Im Bereich zwischen den Kanten, sowie zwischen $\Delta\nu_N = 0\text{ MHz}$ und $\Delta\nu_N = -5\text{ MHz}$ bleibt die Absorption nahezu konstant. Diese beiden Plateaus werden durch Absorption vom selben Grundzustand $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ in zwei unterschiedliche angeregte Zustände, nämlich $|^1\text{D}_2, \pm\frac{1}{2}\rangle$ und $|^1\text{D}_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$ verursacht. Den Messdaten ist eine Simulation der Absorption hinzugefügt. Die Modellannahmen für die optische Anregung sind identisch mit der im vorigen Abschnitt verwendeten.

Für die HF-Anregung wurde angenommen, dass die Besetzung der Zustände $|^3\text{H}_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ und $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ in allen Ionen vollständig in den jeweils anderen Zustand transferiert wird. Weiterhin wurden die optische Präparation und die HF-Anregung in der Simulation mehrfach hintereinander angewandt, um langfristige Effekte durch häufige Wiederholung des Experiments mit einzuschließen. Die Simulation gibt die Position der erzeugten Strukturen gut wieder. Die absolute Höhe stimmt insbesondere bei der Stufe zwischen $\Delta\nu_N = 0\text{ MHz}$ und $\Delta\nu_N = -5\text{ MHz}$ nicht überein. Dies liegt an der Modellannahme, dass das optische Pumpen mit voller Effizienz geschieht. Vor allem bei der Simulation von wiederholter Anregung kann es hierdurch zu Abweichungen kommen. Insgesamt ist die Übereinstimmung mit dem erhaltenen Spektrum jedoch zufriedenstellend.

Für die spätere Anwendung im Bereich der Lichtspeicherung werden π -Pulse benötigt. Daher wird im folgenden die kohärente Natur der Anregung demonstriert, sowie die Rabifrequenz der Anregung bestimmt. Diese wird zur Berechnung der Dauer eines π -Pulses benötigt. Zur Beobachtung von Rabioszillationen wird die Absorption mit einem zeitlich konstanten Nachweisfeld bei einer festen Verstimmung von $\Delta\nu_N = 3\text{ MHz}$ gemessen. Hierdurch kann die Besetzungsdynamik während der HF-Anregung sichtbar gemacht werden.

Abbildung 5.6 zeigt die Absorption in Abhängigkeit von der Zeit. Bei einer Zeit von $t = 0$ wird die HF-Anregung eingeschaltet. Man erkennt eine schnelle Änderung der Absorption im Bereich von einigen Mikrosekunden. Der weitere Verlauf zeigt die Form einer gedämpften Oszillation. Die Amplitude der ersten Oszillation bewegt sich hierbei im Bereich der maximal möglichen Absorption für den Übergang $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |^1\text{D}_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$. Die Dämpfung der Oszillationen entsteht durch eine inhomogene Verbreiterung der Hyperfeinübergänge. Diese ist wesentlich kleiner als die des optischen Übergangs und liegt im Bereich von 30 kHz [14, 27]. Beim Einstrahlen eines HF-Feldes werden dadurch immer einige Ionen verstimmt angeregt. Durch die Verstimmung erhöht sich die effektive Rabifrequenz (vgl. Kapitel 4). Hierdurch entsteht mit der Zeit eine Phasendifferenz zwischen Ionen mit ver-

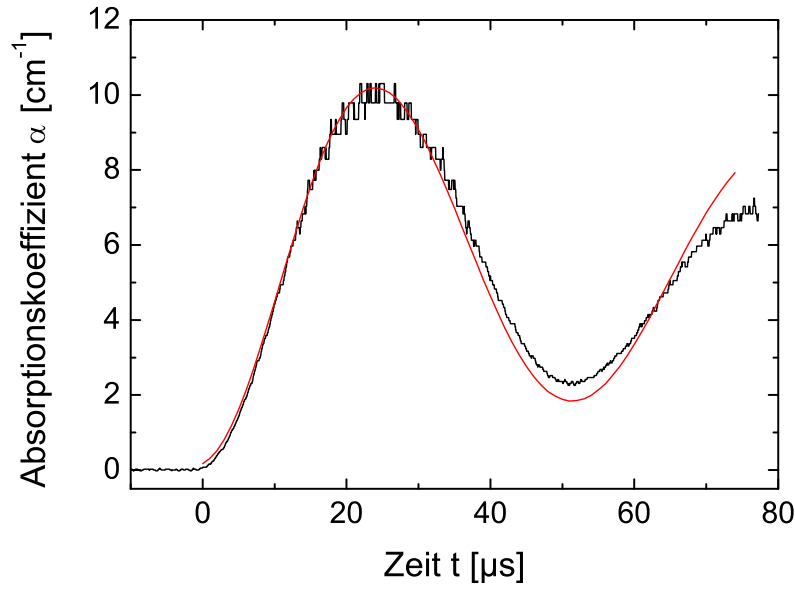


Abbildung 5.6: Schwarze Kurve: Absorption in Abhängigkeit von der Zeit bei einer relativen Nachweisfrequenz von $\Delta\nu_N = 3$ MHz. Rote Kurve: Simulation von Rabioszillationen in einem inhomogen verbreiterten Ensemble der Breite 33 kHz.

schiedenen Verstimmungen. Die Amplitude der effektiv beobachtbaren Rabioszillationen nimmt ab. Der Messung wurde eine Simulation hinzugefügt, die eine inhomogene Verteilung des Hyperfeinübergangs von $\Gamma_{\text{inhom}}^{\text{HFS}} = 33$ kHz annimmt [42]. Die Simulation stimmt für frühe Zeiten gut mit der Messung überein. Für spätere Zeiten ist die experimentell bestimmte Oszillation stärker gedämpft. Da die Spulen nicht exakt in Helmholtzanordnung angebracht sind, ist auch das Magnetfeld nicht vollständig homogen. Hierdurch ist die Leistung der HF-Anregung nicht im ganzen Wechselwirkungsgebiet konstant. Da die Rabifrequenz von der Leistung der HF-Anregung abhängt, wird eine größere Verteilung der Rabifrequenzen beobachtet, als durch die inhomogene Breite des Übergangs bedingt.

Anhand der Simulation konnte die Dauer für vollständige Inversion des Hyperfeinübergangs, also die Dauer eines π -Pulses zu $\tau_\pi = 25 \mu\text{s}$ bestimmt werden. Dies deckt sich gut mit der in der vorigen Messung bestimmten Dauer für maximale Absorption von $\tau_{\text{HF}} = 28 \mu\text{s}$.

Kapitel 6

Optimierte Lichtspeicherung in Pr:YSO

6.1 Einleitung

Dieses Kapitel behandelt die Datenspeicherung auf optischem Wege. Hierzu wird die Technik der adiabatischen Lichtspeicherung mittels EIT ausgenutzt. Nachdem EIT und Lichtspeicherung zunächst vor allem in gasförmigen Medien untersucht wurden [4, 5, 49, 50], konnten in den letzten Jahren auch Implementierungen in Festkörpermedien gezeigt werden. Solche Medien sind aufgrund ihrer guten Skalier- und Handhabbarkeit von Vorteil. Erste Experimente zu EIT in selten-dotierten Festkörpern wurden Ende der 1990er Jahre durchgeführt [11, 51–53]. Wenig später konnte auch die Speicherung von Licht [12–14] in solchen Medien gezeigt werden. Im Hinblick auf technische Anwendbarkeit sind vor allem die Dauer und die Effizienz der Speicherung von zentraler Bedeutung. Die maximale Speicherzeit wird vor allem durch die Lebensdauer der atomaren Kohärenz bedingt. In Gasen treten zufällige Änderungen der Phasen durch elastische Stöße auf. Weiterhin diffundieren Teilchen aufgrund ihrer thermischen Bewegung aus dem Wechselwirkungsgebiet. Diese zufälligen Prozesse, können nicht rückgängig gemacht werden. Die Zeitskalen hierfür liegen typisch im Bereich von $10\mu\text{s}$ [31, 54]. In Pr:YSO wird die Kohärenz in der Hauptsache durch Spinänderungen in benachbarten Yttriumionen verursacht. Die Zeitskala hierfür liegt bei $500\mu\text{s}$ und übertrifft die Dekohärenzzeit in atomaren Gasen deutlich.

Weiterhin wird die Speicherzeit durch Dephasierung herabgesetzt. Hierbei bleiben einzelne Kohärenzen erhalten, haben jedoch unterschiedliche relative Phasen, so dass im Mittel keine Kohärenz detektiert werden kann. Aufgrund der inhomogenen Breite der Hyperfeinzustände liegt die Dephasierungszeit in Pr:YSO ebenfalls im Bereich von $10\mu\text{s}$. Die Dephasierung ist im Gegensatz zur Dekohärenz reversibel. Eine Technik zur Rephasierung wurde in Kapitel 4 eingeführt. Im ersten Teil dieses Kapitels wird diese Technik auf die Lichtspeicherung angewandt.

Der zweite Teil dieses Kapitels befasst sich mit verschiedenen Strategien zur Erhöhung der Speicherdauer und -effizienz in Pr:YSO. Als erstes wurde eine Möglichkeit zur Rephasierung atomarer Kohärenzen durch direkte Anregung der Hyperfeinübergänge mit Hilfe von Hochfrequenzspulen implementiert. Hiermit soll die Speicherdauer an das Dekohärenzlimit im vorliegenden Medium herangeführt werden. Zunächst wird daher die Erzeugung von EIT und die damit verbundene Möglichkeit zur Lichtspeicherung dokumentiert. Danach wird die Erhöhung der Speicherdauer durch Rephasierung atomarer Kohärenzen gezeigt.

Neben der Speicherdauer ist auch die Effizienz von großer Bedeutung für technische Anwendungen. Die Optimierung der Speichereffizienz kann z.B. durch Optimierung der beteiligten Laserpulse erreicht werden. So wenden Gorshkov et al. ein iteratives Verfahren aus dem Bereich der optimalen Kontrolltheorie an, um die optimale zeitliche Pulsform für die Lichtspeicherung unter Erhaltung der zeitlichen Form des Nachweis-Pulses zu finden [40, 41, 55].

Im letzten Teil des Kapitels wird die Anwendung evolutionärer Strategien zur Erhöhung der Speichereffizienz beschrieben. Evolutionäre Strategien werden häufig im Bereich ultrakurzer Laserpulse eingesetzt, z.B. um chemische Reaktionen zu optimieren [19]. Sie haben den Vorteil, dass sie auch für unbekannte Prozesse und bei experimentellem Rauschen eine Lösung finden können, da sie auf Rückkopplung während des Experiments basieren. Die Methode der evolutionären Optimierung soll in dieser Arbeit erstmals auf den Bereich der Lichtspeicherung übertragen werden.

Der Fokus dieser Arbeit liegt hierbei auf der Optimierung der zeitlichen Intensitätsverläufe der verwendeten Pulse, sowie auf der Erhöhung der optischen Dichte z durch Optimierung der Präparation des Mediums. Aufgrund der Pulsformung durch akusto-optische Modulatoren ist die Beeinflussung von Intensität und Frequenz besonders effizient möglich.

6.2 EIT-getriebene Lichtspeicherung

Zunächst soll im vorliegenden Medium EIT demonstriert und für die Lichtspeicherung angewendet werden. Als erstes wird im Medium mit dem in Abschnitt 5.3 vorgestellten Verfahren eine *spectral pit* erzeugt. Danach wird ein Rückpräparationspuls bei einer Frequenz von $\Delta\nu_{RP} = +12,7$ MHz eingestrahlt, der einige der Ionen in den Zustand $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ präpariert. Abbildung 6.1 zeigt das resultierende Absorptionsspektrum nach Ende des Rückpräparationspulses. Gut zu erkennen sind fünf Maxima im Bereich von $\Delta\nu_N = -15$ MHz bis $\Delta\nu_N = 0$ MHz, die im zuvor entleerten Bereich der *spectral pit* standen sind. Diese Maxima stammen von einzelnen, klar definierten Übergängen in bestimmten Klassen von Ionen. An ihnen können nun kohärente Effekte demonstriert werden. Eine eingehende Diskussion der zugehörigen Übergänge kann [30] entnommen werden.

Für die folgende Diskussion sind zunächst nur die Absorptionsmaxima II und V bei den Frequenzen $\Delta\nu_N = -10,2$ MHz und $\Delta\nu_N = 0$ MHz relevant. Sie entstehen durch Besetzung in den Grundzuständen $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ und $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ der gleichen Ionen. Diese Ionen sollen zur Demonstration von EIT in einem Lambdaschema gekoppelt werden (siehe rechte Seite der Abbildung 6.1). Im Folgenden werden daher der Zustand $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ mit dem Zustand $|1\rangle$ und der Zustand $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ mit $|3\rangle$ eines Lambda-Systems identifiziert. Der Zustand $|^1D_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$ entspricht dem Zustand $|2\rangle$. Zunächst sind jedoch noch beide Grundzustände des Lambda-Systems besetzt, von denen einer zuvor entleert werden muss. Außerdem wer-

den im Spektrum zwei Absorptionsminima bei den Frequenzen $\Delta\nu_N = 8,1$ MHz und $\Delta\nu_N = 12,7$ MHz beobachtet. Durch den Rückpräparationspuls wird die Besetzung einiger Grundzustände in den entsprechenden Ionen reduziert, so dass verminderte Absorption auftritt. Da auch diese Besetzung über mehrere angeregte Zustände nachgewiesen werden kann, treten Absorptionsminima auch bei anderen Frequenzen auf, als der des Rückpräparationspulses.

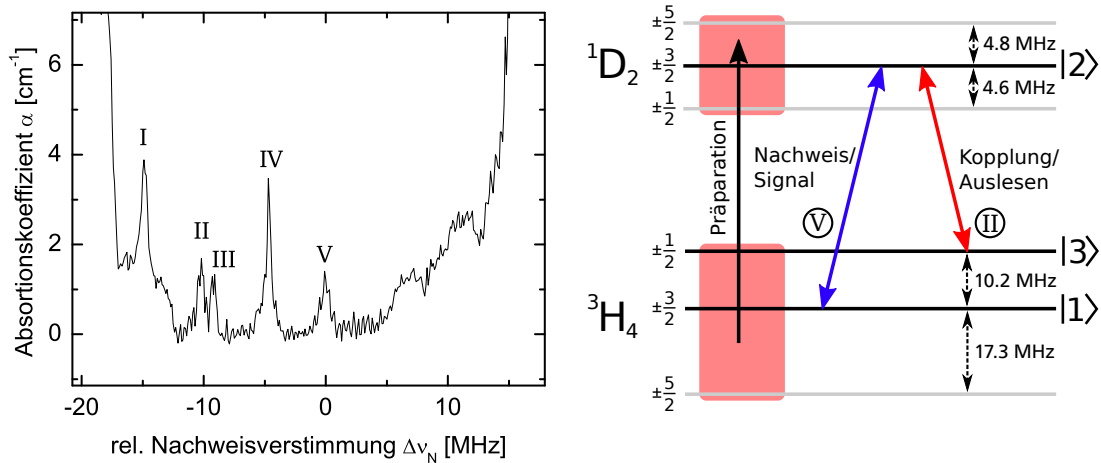


Abbildung 6.1: Links: Absorptionsspektrum $500\mu\text{s}$ nach der Präparation. Zu sehen ist die *spectral pit* mit durch den Rückpräparationspuls erzeugten Absorptionslinien. Rechts: Schematische Darstellung der relevanten Übergänge. Die Numerierung der zugehörigen Absorptionsmaxima erlaubt die Identifikation im Spektrum (links).

Zur Beobachtung von EIT wird eine Kombination aus Kopplungs- und Nachweis-Puls eingestrahlt. Der Kopplungs-Puls wird dem Strahlweg „Anregung 1“ entnommen. Der Puls hat einen rechteckigen zeitlichen Intensitätsverlauf mit einer Spitzenintensität von $150\text{W}/\text{cm}^2$. Die Frequenz des Kontrollpuls wird fest auf $\Delta\nu_K = -10,2\text{MHz}$ eingestellt. Die Pulsdauer wird mit $200\mu\text{s}$ oberhalb der Lebensdauer der angeregten Zustände gewählt. Hierdurch tritt optisches Pumpen auf und Besetzung aus dem Grundzustand $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ wird entfernt. Daher befinden sich die entsprechenden Ionen am Ende des Kontrollpulses überwiegend im Zustand $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$. Die Parameter des Nachweis-Pulses sind identisch zur vorigen Messung. Die Verzögerung des Nachweis-Pulses wird so gewählt, dass dieser sich am Ende des Kontrollpulses befindet. Der Nachweis-Puls endet $20\mu\text{s}$ vor dem Ende des Kontrollpulses. Durch diese Anordnung wird der Nachweis-Puls zeitlich vollständig vom Kontrollpuls eingehüllt.

Abbildung 6.2 zeigt das Absorptionsspektrum im Bereich von $\Delta\nu_N = -20\text{MHz}$ bis $\Delta\nu_N = +15\text{MHz}$. Bei einer Frequenz von $\Delta\nu_N = -10,2\text{MHz}$ ist das Medium nun transparent (Maximum II in Abb. 6.1). Weiterhin ist das Maximum I bei $\Delta\nu_N = -14,8\text{MHz}$ nicht mehr vorhanden. Dies ist einerseits auf optische Pumpen durch den Kontrollpuls zurückzuführen, da der entsprechende Grundzustand entleert wurde. Zum Anderen wird der Übergang durch den Kontrollpuls gesättigt, so dass keine Absorption durch verbliebene Besetzung entsteht. Allerdings

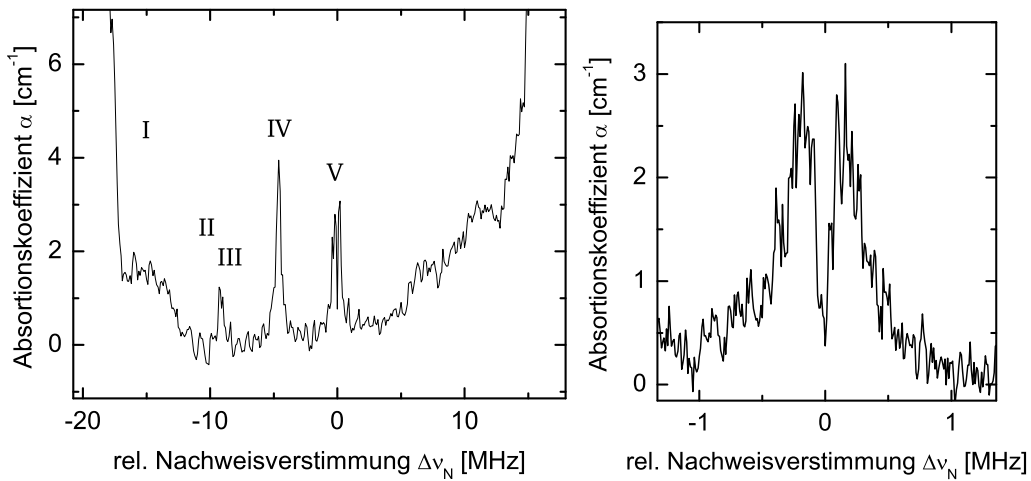


Abbildung 6.2: Links: Absorptionsspektrum bei eingeschaltetem Kontrollpuls. Zu sehen ist die *spectral pit* mit durch den Rückpräparationspuls erzeugten Absorptionslinien. Rechts: Darstellung der Absorption auf dem Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ mit Einbruch der Absorption durch EIT.

befindet sich in diesem Fall während des Kontrollpulses Besetzung im angeregten Zustand. Dies kann eine Reduktion der Absorption auf dem Nachweisübergang verursachen. Das Auftreten von EIT wird jedoch nicht beeinträchtigt [14].

Das Maximum bei einer relativen Frequenz von $\Delta\nu_N = 0$ MHz ist im Vergleich zur letzten Messung erhöht, da sich nach dem optischen Pumpen durch den Kontrollpuls mehr Ionen in diesem Zustand befinden. Weiterhin ist ein schmaler Einbruch der Absorption zu erkennen. Der Bereich um das Maximum wird daher im rechten Teilbild der Abbildung vergrößert dargestellt. Hier erkennt man deutlich den Einbruch der Absorption durch EIT. Der Einbruch ist schmaler, als es bei Sättigung des Übergangs der Fall wäre, wie aus einem Vergleich mit dem Maximum II aus Abbildung 6.1 klar wird. Weiterhin ist das Maximum bei $\Delta\nu_N = -4,6$ MHz, das zum großen Teil durch die gleiche Besetzung hervorgerufen wird, nicht betroffen. Hier greifen der Nachweis-Puls und der Kontrollpuls nicht am selben angeregten Zustand an. Im Falle der Sättigung des Übergangs bei einer Frequenz von $\Delta\nu_N = -10,2$ MHz verschwindet auch das korrespondierende Maximum bei $\Delta\nu_N = -14,8$ MHz.

Die Absorption fällt in dem durch EIT verursachten Medium nicht vollständig auf Null. Dies beruht auf der inhomogenen Verbreiterung der Übergänge. Nach einer Arbeit von Kuznetsova et al. [56] für EIT in Materialien mit langlebiger Spinkohärenz hängen spektrale Breite und Tiefe des Einbruchs vor allem vom Verhältnis von Rabi-Frequenz und inhomogener Breite des Übergangs ab. Für die Berechnung muss jedoch die Breite der einzelnen Maxima, statt der gesamten inhomogenen Linienbreite von einigen GHz berücksichtigt werden. Dieses Experiment macht deutlich, dass EIT mit dem vorhandenen Aufbau effizient verwirklicht werden kann. Die hier erzielten Ergebnisse decken sich mit vorangehenden Demonstrationen von EIT im Festkörper [11, 51, 52].

Zur Demonstration der Lichtspeicherung wird der Nachweis-Puls nun so verzögert, dass er zeitgleich mit dem Kopplungs-Puls endet. Hierdurch wird im Medium eine kohärente Überlagerung der Zustände $|1\rangle$ und $|3\rangle$ erzeugt. Nach einer Wartezeit von $15\ \mu\text{s}$ wird ein Auslese-Puls eingestrahlt. Er hat die gleiche Intensität und Frequenz wie der Kopplungs-Puls. Hierdurch wird die Kohärenz zurück in einen Lichtpuls transformiert, der das Medium in Richtung des Nachweis-Pulses verlässt. Abbildung 6.3 zeigt die experimentellen Pulsfolgen für das Lichtspeicherexperiment. Die rote Linie zeigt die Intensität des Kopplungs-Pulses und des Auslese-Pulses in Abhängigkeit von der Zeit. Die blaue Linie zeigt die Intensität des Nachweis- und Signal-Pulses. Im Vergleich zum Nachweis-Puls ist der Signal-Puls zwanzigfach vergrößert dargestellt. Es fällt auf, dass die Pulsform des Signal-Pulses deutlich von der des Nachweis-Pulses abweicht. Durch den langen Nachweis-Puls ist die präparierte Kohärenz auf der gesamten Länge des Mediums nahezu konstant. Dadurch hängt die Pulsform des Signal-Pulses lediglich von der Form des Auslese-Pulses ab. Bei höheren optischen Dichten kann die gesamte Länge des Nachweis-Pulses im Medium gespeichert werden. Hierdurch wird die Information der Pulsform erhalten und die Form des Signal-Pulses ist der des Nachweis-Pulses ähnlich. Weiterhin kann die Form des Signal-Pulses auch direkt durch die Form des Auslesepulses beeinflusst werden. In Experimenten von Gorshkov et al. wurden beispielsweise explizit bestimmte Formen des Signal-Pulses erzeugt [40].

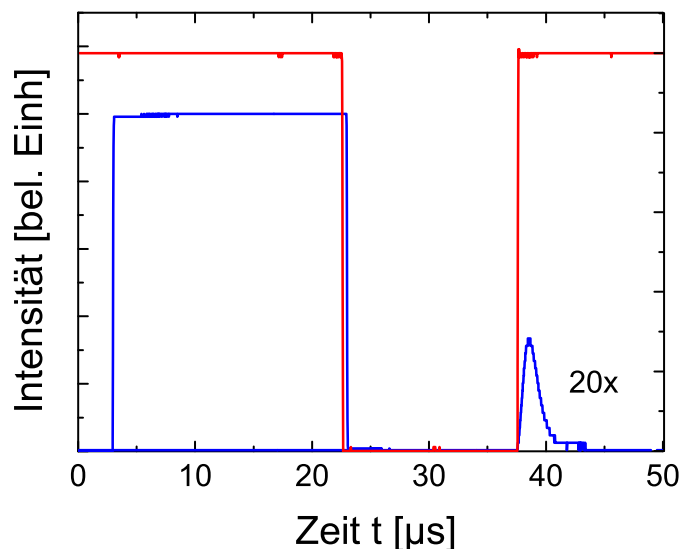


Abbildung 6.3: Experiment zur Lichtspeicherung. Rote Kurve: Kopplungs- und Auslese-Puls. Blaue Kurve: Nachweis- und Signal-Puls. Der Signal-Puls ist zwanzigfach vergrößert dargestellt.

Weiterhin wird deutlich, dass Lichtspeicherung mit dem gegenwärtigen Aufbau auch mit nahezu rechteckförmigen Pulsen möglich ist. Durch die Pulsformung mit akusto-optischen Modulatoren werden die Flanken der Pulse leicht abgeflacht. Somit bleibt die Adiabasie des Prozesses ausreichend erhalten, um Lichtspeicherung zu ermöglichen.

Hiermit wurde demonstriert, dass im Medium prinzipiell Licht in Form von Kohärenz gespeichert werden kann. Die folgenden Abschnitte behandeln nun die verschiedenen Experimente zur Erhöhung der Speicherdauer und -effizienz.

6.3 Rephasierung atomarer Kohärenzen

Die Speicherzeit in Pr:YSO wird vor allem durch Dephasierung der Kohärenzen bestimmt. Die Zeitskala hierfür liegt im Bereich von $10\mu\text{s}$. Daher ist ein erster Schritt zur Optimierung der Speicherzeit die Rephasierung der Kohärenzen. In Abschnitt 5.4 wurden Rabioszillationen und π -Pulse auf den Hyperfeinübergängen in Pr:YSO demonstriert. Diese werden im folgenden Experiment zur Rephasierung verwendet. Abbildung 6.4 zeigt die zugehörige Pulssequenz. Zunächst wird ein Kopplungs-Puls in das Medium eingestrahlt. An dessen zeitlichem Ende wird ein Nachweis-Puls eingestrahlt. Zusätzlich werden zwei Hochfrequenzpulse mit einer Frequenz von $\nu_{HF} = 10,2\text{MHz}$ eingestrahlt. Sie koppeln somit die Zustände $|^3\text{H}_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ und $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$. Die Pulse haben einen rechteckigen zeitlichen Intensitätsverlauf. Ihre Dauer wird so gewählt, dass Ihre Pulsfläche $A = \pi$ beträgt. Hiermit sollen die bei der Lichtspeicherung erzeugte Kohärenz rephasiert werden. Für dieses Verfahren muss die Speicherzeit t_S und der Abstand der Pulse Δt_π so gewählt werden, dass gilt:

$$\Delta t_\pi = \frac{t_S}{2}. \quad (6.1)$$

Die Rephasierung durch diese Anordnung geschieht in vier Abschnitten. Zunächst entwickeln sich die Phasen der Kohärenzen frei für eine Zeit t_1 . Danach wird der erste π -Puls eingestrahlt. Er bewirkt eine effektive Zeitumkehr, wodurch die Kohärenzen rephasieren. Sie benötigen hierfür die gleiche Zeit t_1 . Zu diesem Zeitpunkt ist durch den ersten π -Puls jedoch auch die Absorption für den Auslese-Puls bei einer Frequenz von $\Delta\nu_A = 2,8\text{MHz}$ erhöht. Hierdurch kann die Gesamtkohärenz zu diesem Zeitpunkt nicht ausgelesen werden. Später beginnen die Kohärenzen, wieder zu dephasieren. Durch einen weiteren π -Puls nach einer Zeit t_2 werden sie erneut rephasiert. Hierdurch wird auch das ursprüngliche Absorptionsspektrum

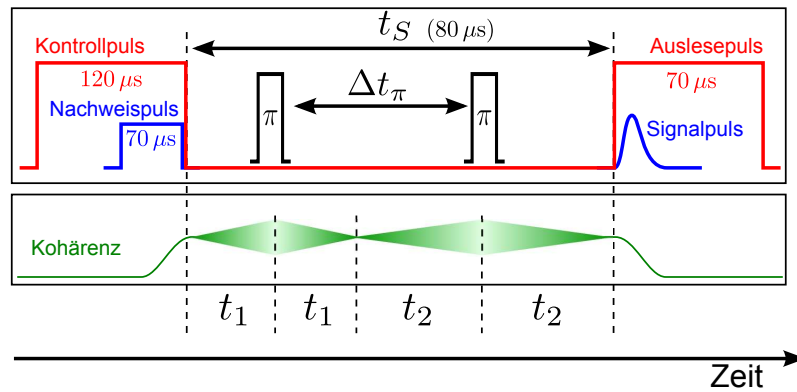


Abbildung 6.4: Oben: Darstellung der zeitlichen Pulsverläufe für die Lichtspeicherung. Unten: Illustration der De- und Rephasierung der Kohärenzen durch HF-Pulse.

wieder hergestellt, so dass die Gesamtkohärenz nach einer weiteren Zeit t_2 ausgelesen werden kann.

Im Experiment wird als Kontrollpuls ein rechteckförmiger Laserpuls der Dauer $\tau_K = 120 \mu\text{s}$ und einer Intensität von $I_K \approx 40 \text{ W/cm}^2$ gewählt. Als Nachweis-Puls wird ebenfalls ein rechteckförmiger Laserpuls einer Dauer von $\tau_N = 70 \mu\text{s}$ bei einer Intensität von $I_N \approx 1 \text{ W/cm}^2$ gewählt. Nach einer Speicherzeit von $t_S = 80 \mu\text{s}$ wird ein Auslese-Puls eingestrahlt. Während der Speicherzeit werden entsprechend der vorangegangenen Diskussion zwei Hochfrequenzpulse mit einer Pulsfläche $A = \pi$ im Abstand von $\Delta t_\pi = 40 \mu\text{s}$ eingestrahlt.

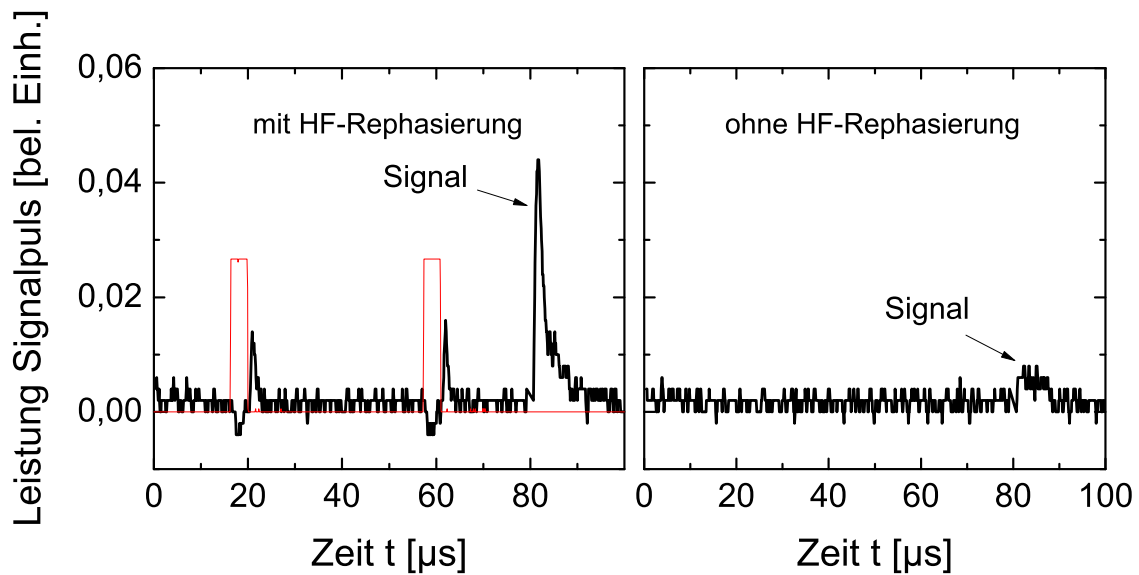


Abbildung 6.5: Zeitlicher Verlauf der Intensität des Signal-Pulses bei Lichtspeicherung mit einer Speicherdauer von $\tau_S = 80 \mu\text{s}$. Rechts: Ohne Rephasierung durch HF-Pulse. Links: Mit Rephasierung. Die zeitliche Position der HF-Pulse ist rot markiert.

Abbildung 6.5 zeigt die experimentellen Ergebnisse der Intensität des Signal-Pulses für die beiden Fälle mit und ohne HF-Pulse. Von den Daten wird ein konstanter Untergrund durch Streulicht der Kontroll- und Auslese-Pulse abgezogen. Das linke Teilbild zeigt die Intensität des Signal-Pulses mit Rephasierung durch die beiden HF-Pulse. Die beiden HF-Pulse sind rot markiert. Zum Auslesezeitpunkt bei $80 \mu\text{s}$ erscheint ein deutlicher Signalpuls. In der Messkurve sind kleine Maxima am Ende jedes HF-Pulses zu erkennen. Diese wurden als Störungen identifiziert, die zu Stande kommen, wenn die HF-Anregung durch die Elektronik an- und abgeschaltet wird. Im rechten Teilbild, d.h. ohne Rephasierung, ist die Intensität des Signal-Pulses zum Auslesezeitpunkt beinahe Null. Wie man deutlich sieht, kann durch HF-Pulse eine wesentlich längere Speicherzeit erreicht werden.

Die Abhängigkeit der Speichereffizienz vom zeitlichen Abstand der HF-Pulse wird nun überprüft, indem der Zeitpunkt des zweiten HF-Pulses variiert wird. Hierfür wird ein Lichtspeicherexperiment mit einer Speicherdauer von $t_S = 80 \mu\text{s}$ durchge-

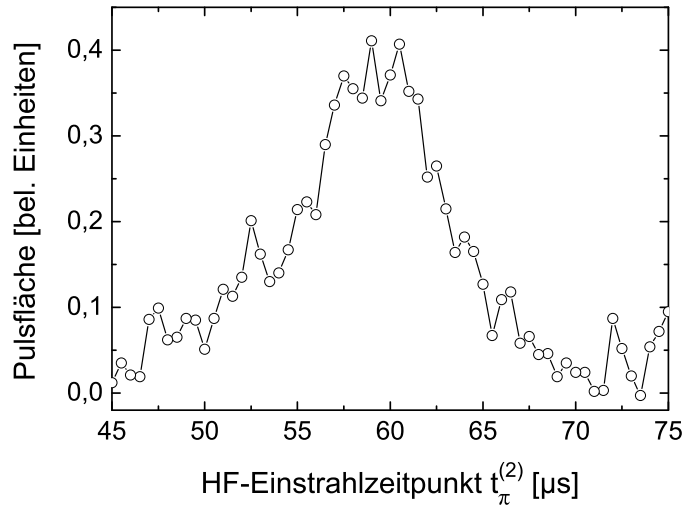


Abbildung 6.6: Pulsenergie des Signal-Pulses mit Rephasierung in Abhängigkeit von der zeitlichen Position $t_{\pi}^{(2)}$ des zweiten π -Pulses. Die Speicherdauer beträgt $t_s = 80 \mu$ s, der erste π -Puls wird zur Zeit $t_{\pi}^{(1)} = 20 \mu$ s eingestrahlt.

führt. Zur Zeit $t_{\pi}^{(1)} = 20 \mu$ s wird ein π -Puls eingestrahlt. Danach wird ein zweiter π -Puls zu einem variablen Zeitpunkt $t_{\pi}^{(2)}$ eingestrahlt.

Abbildung 6.6 zeigt die Pulsenergie des Signal-Pulses zum Auslesezeitpunkt von $t_s = 80 \mu$ s in Abhängigkeit des Zeitpunktes $t_{\pi}^{(2)}$. Es entsteht ein Maximum bei $t_{\pi}^{(2)} \approx 60 \mu$ s. Zu diesem Zeitpunkt gilt:

$$t_{\pi}^{(2)} - t_{\pi}^{(1)} = \Delta t_{\pi} = \frac{t_s}{2}. \quad (6.2)$$

Somit kann Gleichung 6.1 experimentell bestätigt werden. Mit dieser Technik kann die Speicherzeit im Medium an die Dekohärenzzeit von 500μ s herangeführt werden. Die längste Speicherzeit, für die ein Signal-Puls beobachtet werden konnte, liegt bei 1 ms. Somit konnte durch Rephasierung die Speicherzeit gegenüber der ohne Rephasierung um etwa zwei Größenordnungen erhöht werden.

6.4 Evolutionäre Strategien

Die Verlängerung der Speicherzeit ist nur ein Aspekt zur Optimierung der Lichtspeicherung. Als universeller Ansatz werden daher im folgenden Abschnitt die Implementierung eines Optimierungsverfahrens auf Basis evolutionärer Algorithmen (kurz EA) besprochen. Seit den sechziger Jahren existieren Verfahren, welche die natürliche Evolution auf Problemlösungsstrategien abbilden. Hierbei haben sich mehrere unterschiedliche Methoden entwickelt, die heute unter dem Begriff evolutionäre Algorithmen zusammengefasst werden. Die wichtigsten Unterklassen dieser Verfahren sind die genetischen Algorithmen, die evolutionären Strategien und das genetische Programmieren. Letzteres wird jedoch vor allem

zum Erstellen von Programmen verwendet und hat für die Anwendung in der Physik wenig Relevanz. Die ersten beiden Verfahren unterschieden sich hauptsächlich in der Parametrisierung des Suchraums [57,58]. Die genetischen Algorithmen verwenden eine binäre Darstellung des Lösungsraums, weisen einer Lösung also eine Anzahl von Eigenschaften zu, die dann an- oder abgeschaltet werden können. Die evolutionären Strategien verwenden dagegen einen reellwertigen Parameterraum. Hier haben alle Lösungen die gleichen Eigenschaften und der Wert dieser Eigenschaften wird verändert. In dieser Arbeit wird mit der zweiten Methode gearbeitet.

EA werden bereits seit mehreren Jahren im Bereich ultrakurzer Laserpulse verwendet, etwa zur Pulsformung oder zur kohärenten Kontrolle chemischer Reaktionen [20]. Im Rahmen dieser Arbeit werden EA erstmals auch auf adiabatische Prozesse wie die Lichtspeicherung angewandt.

EA versuchen, die biologische Evolution auf die Lösung eines Problems abzubilden. Laut der Darwin'schen Evolutionslehre haben Individuen einer Population eine höhere Fortpflanzungswahrscheinlichkeit, wenn sie in ihren Eigenschaften gut an die äußeren Bedingungen angepasst sind. Durch Vererbung werden die Eigenschaften der Eltern an die nächste Generation weitergegeben. Somit sind Eigenschaften, die zu einer besseren Anpassung führen, in späteren Generationen weiter verbreitet. Dies wird als natürliche Selektion (engl: *survival of the fittest*) bezeichnet [18].

Dieses einfache Prinzip wird durch evolutionäre Verfahren auf die Lösung eines beliebigen Problems abgebildet. Hierfür wird eine mögliche Lösung des Problems als Individuum interpretiert. Die Eigenschaften der Lösung werden in Anlehnung an die Biologie als Gene bezeichnet. Die Gesamtheit der Individuen wird als Population bezeichnet.

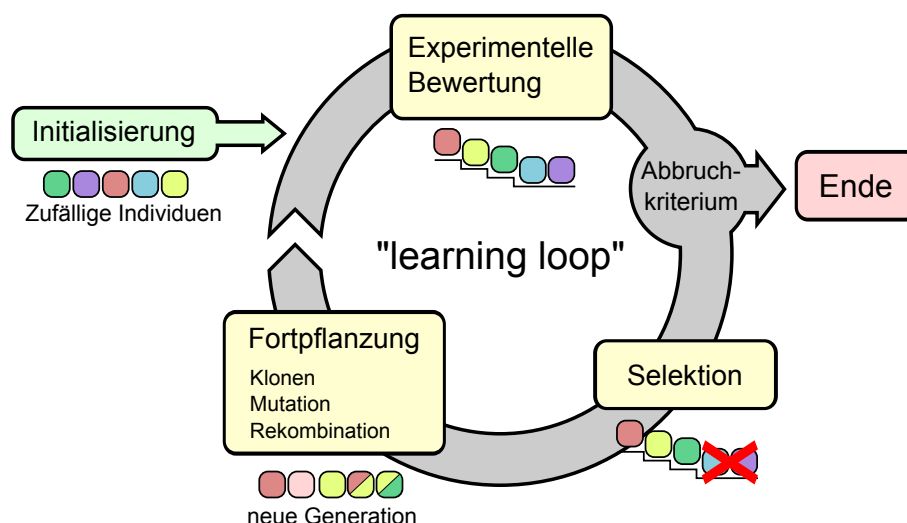


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung des Ablaufs eines Optimierungsverfahrens mit evolutionären Algorithmen

Der Ablauf der Optimierung gliedert sich in mehrere Abschnitte. Das zu Grunde

liegende Verfahren geht hierbei auf Arbeiten von Brixner et al. zurück [19]. Der schematische Ablauf des Optimierungsverfahrens ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Als erstes wird eine Startpopulation initialisiert. Die Wahl der Gene in dieser Population erfolgt zufällig. Bei den folgenden Experimenten sind die entscheidenden Parameter Intensität und Frequenz der verwendeten Laserpulse.

Durch die relativ langen Laserpulse von einigen Mikrosekunden bis Millisekunden, ist es möglich, ihre Intensität und Frequenz durch akusto-optische Modulatoren zu bestimmen. Hierzu werden Spannungsfolgen aus einem Arbiträrfunctionsgenerator von Tektronix (AWG 5014) verwendet.

Die Beschreibung dieser Spannungsfolgen geschieht über kubische Splines mit äquidistanten Stützstellen. Diese Stützstellen bilden die Gene für je ein Individuum. In der Regel werden zwischen 5 und 20 Genen für ein Individuum verwendet. Ein PC errechnet daraus die gewünschten Pulsformen und gibt diese an den Funktionsgenerator weiter (siehe Abbildung 6.8).

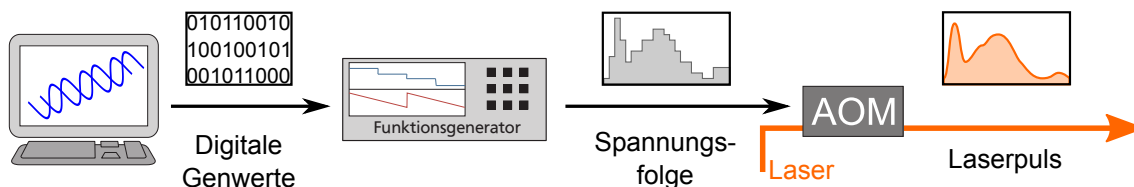


Abbildung 6.8: Schematische Darstellung zur Erzeugung der Laserpulse aus den Genen

Die Startpopulation setzt sich aus 20-25 Individuen zusammen. Im Experiment wird jedes Individuum mehrmals ausgewertet, um Rauschen auszugleichen. Danach verläuft der EA in drei wiederkehrenden Schritten. Deren Abfolge wird als *learning loop* bezeichnet.

Bewertung

Für jedes Individuum wird überprüft, wie gut es zur Lösung des gegebenen Problems geeignet ist. In dieser Arbeit geschieht das durch ein Experiment. Alternativ kann das auch durch mathematische Simulationen erfolgen. Dem Individuum wird ein Maß für den Grad seiner Anpassung zugewiesen. Im Englischen wird dieses Maß als *fitness* bezeichnet. Im Experiment steht zur Bestimmung der Fitness das Signal der Photodiode zur Verfügung. Daher kann beispielsweise die Intensität eines Signal-Pulses bei der Lichtspeicherung oder die Transmission des Mediums bei einer bestimmten Frequenz zur Bewertung verwendet werden.

Selektion

Im folgenden Schritt werden Individuen anhand ihrer Fitness als Eltern für die nächste Generation ausgewählt. Eine gängige Methode ist die Auswahl der Individuen mit der höchsten Fitness. Diese Methode wird als Abbruchselektion bezeichnet. Es existieren jedoch auch Verfahren, bei denen Individuen mit einer

schlechten Fitness ebenfalls mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ausgewählt werden können. Durch die Selektion wird bestimmt, welche Gene an die nächsten Generationen weitergegeben werden.

Im Experiment wird ein Anteil von etwa 20%-50% der Individuen mit der niedrigsten Fitness durch Abbruchselektion verworfen. Der Rest wird als Eltern für den Fortpflanzungsschritt verwendet. Nicht alle der überlebenden Eltern werden auch zur Fortpflanzung verwendet. Dies hängt von den später verwendeten Parametern ab.

Fortpflanzung

Dieser Schritt ist das Herzstück des Verfahrens. Hier wird bestimmt, in welcher Weise die Gene der Elterngeneration weitergegeben werden. Für die Fortpflanzung gibt es drei prinzipielle Mechanismen.

Die einfachste Methode ist, die Eltern unverändert in die neue Generation zu übernehmen. Diese Methode wird als **Klonen** bezeichnet. Da das Klonen keine neuen Lösungen erzeugt und somit keinen Fortschritt bringt, werden meist nur wenige Individuen so übernommen. Man nutzt dies, um einmal erreichte Fortschritte zu erhalten. Liegt ein Experiment mit starkem Rauschen vor, ist es günstig, mehr Individuen zu klonen. Damit wird vermieden, dass ein Individuum durch eine zufällige schlechte Fitness ausscheidet.

Aufgrund des experimentellen Rauschens werden beim vorliegenden Verfahren 10%-15% der Individuen geklont. Danach wird der Rest der neuen Generation durch Rekombination und Mutation bestimmt. Dies schließt auch die bereits geklonten Individuen mit ein.

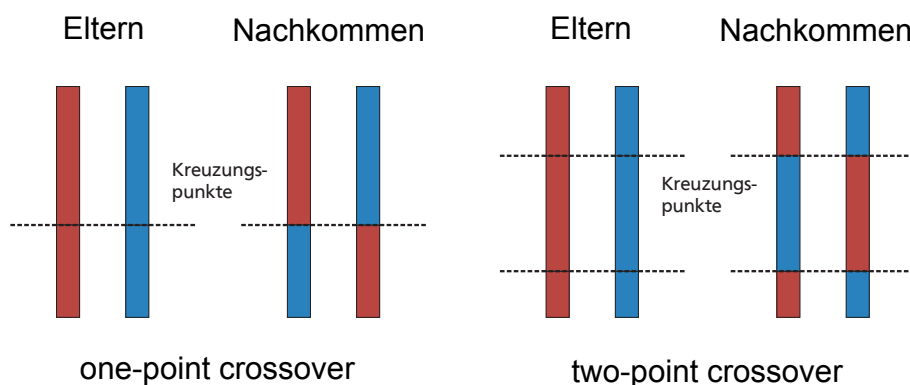


Abbildung 6.9: Illustration der Rekombination zweier Individuen durch Austausch von Gensegmenten (engl.: *crossover*) [59]

Bei der **Rekombination** wird die Paarung verschiedener Individuen nachgebildet. Hierbei werden aus den Genen zweier als Eltern ausgewählter Individuen neue Gene gebildet. Die gängigsten Verfahren sind das *one-point-crossover* und das *two-point-crossover*. Hierbei werden die Gensequenzen der Eltern in zwei bzw. drei Abschnitte eingeteilt. Danach wird jeweils ein Abschnitt ausgetauscht, wodurch zwei

neue Individuen entstehen. Die Wahl der Eltern für dieses Verfahren und die Menge der so erzeugten neuen Individuen bestimmt entscheidend das Konvergenzverhalten der Optimierung. Werden zwei Individuen mit hoher Fitness gekreuzt, so kann es zu einer Konvergenz in einem lokalen Maximum kommen. Die Kreuzung von einem guten und einem schlechten Individuum dagegen verzögert die Konvergenz des Verfahrens. Im Allgemeinen führt eine zu hohe Rekombinationsrate leicht zu einer Konvergenz in einem lokalen Maximum.

Im Experiment wird ein *one-point-crossover* verwendet. Die Schnittstelle wird zufällig bestimmt. Danach werden aus den beiden Eltern zwei neue Individuen zusammengesetzt. Gegebenenfalls wird die Schnittstelle danach geglättet.

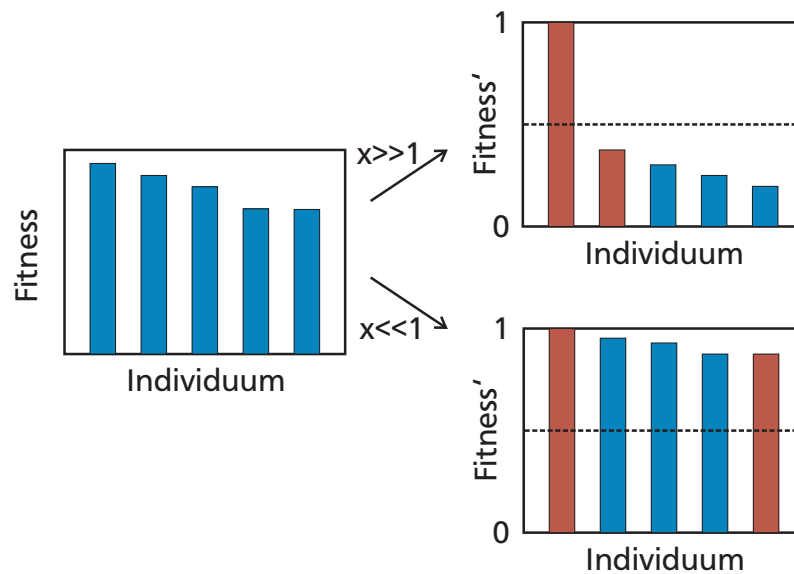


Abbildung 6.10: Illustration zur Partnerwahl für die Rekombination von Individuen [59]

Die Auswahl der Eltern für die Rekombination geschieht wie folgt. Zunächst wird die Fitness normiert und mit einem Parameter x potenziert.

$$F \rightarrow F' = F^x \quad (6.3)$$

Danach wird eine Zufallszahl zwischen 0 und 1 erzeugt. Als erstes Individuum wird das Beste ausgewählt. Als zweites wird jenes ausgewählt, dessen neue Fitness F' am nächsten an dieser Zufallszahl liegt. Ist $x \gg 1$, so wird mit hoher Wahrscheinlichkeit eines der besten Individuen als Partner ausgewählt. Ist dagegen $x \ll 1$, so ist die Wahrscheinlichkeit für ein Individuum mit niedriger Fitness höher (siehe Abb. 6.10).

Nach einmaliger Rekombination scheiden beide Eltern aus dem Prozess aus und die Partnerwahl beginnt erneut mit dem besten verbliebenen Individuum. Sind zu wenige Eltern vorhanden, wird auch hier die Rekombination mit allen Eltern neu begonnen.

Um neue Lösungen finden zu können, verwendet man ein drittes Fortpflanzungsverfahren, die **Mutation**. Hierbei werden Individuen der Elterngeneration mit

einer bestimmten Anzahl von veränderten Genen in die neue Generation übernommen. Dies ist eine sehr wichtige Methode, da die Mutation als einzige neues Genmaterial erzeugt. Die beiden anderen Methoden sind auf bereits existierende Eigenschaften beschränkt. Hierbei ist der Grad der Mutation bestimmend für das Konvergenzverhalten. Meist werden nur wenige Gene verändert. Dabei ist bei frühen Generationen ein hoher Mutationsgrad günstiger, um schnell einen großen Parameterraum durchsuchen zu können. Später sind kleinere Mutationen sinnvoller, da die vorhandenen Individuen bereits an das gegebene Problem angepasst sind. Somit ist es unwahrscheinlich, dass ein signifikant verändertes Individuum eine Verbesserung bringt. Eine Regel für die Mutation wurde von Rechenberg aufgestellt [60]. Nach dieser Regel kann ein optimaler Fortschritt der Population erreicht werden, wenn der Anteil der erfolgreichen Mutationen ein Fünftel der gesamten Mutationen beträgt.

Die Mutation geschieht, indem auf zufällig ausgewählte Genwerte eine gaußverteilte Zufallszahl addiert wird. Die Parameter hierfür sind die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Gen verändert wird und die Varianz der Veränderung. Treten durch die Mutation Genwerte außerhalb des Wertebereichs auf, so wird das entsprechende Gen auf den Rand des Wertebereichs gesetzt. Meist werden nur ein oder zwei Genwerte verändert. Die Varianz wird im Laufe der Optimierung entsprechend der Regel von Rechenberg automatisch angepasst. Hierbei wird die Fitness der Mutanten mit der der Eltern verglichen. Liegt die Differenz über der Streuung der Messwerte, so wird das Individuum als erfolgreiche Mutation markiert. Liegt der Anteil der erfolgreichen Mutationen über 20%, so wird die Varianz der Mutation erhöht. Andernfalls wird sie reduziert. Durch diesen Mechanismus verringert sich die Varianz der Mutation im Laufe der Optimierung. Bleibt die Varianz für einen längeren Zeitraum bei kleinen Werten konstant, so ist das ein Zeichen für die Konvergenz des Algorithmus.

Der Anteil der aus Mutation entstandenen Individuen kann während der Optimierung verändert werden. Sind zu wenige Eltern vorhanden, werden die besten Individuen erneut mutiert. Zu Beginn der Optimierung ist es günstig, gleich viele neue Individuen durch Rekombination und Mutation zu erstellen. Später sollte der Anteil der Mutationen erhöht werden.

Die neue Generation wird dann wieder im Experiment ausgewertet und das Verfahren beginnt von neuem. Gegenwärtig wird die Optimierung bei Erreichen eines zufriedenstellenden Ergebnisses manuell abgebrochen. Zusätzlich zu den Individuen einer jeden Population wird immer auch ein unverändertes Individuum als Referenz ausgewertet. Hieran wird der Fortschritt des Algorithmus überprüft.

6.5 Optimierung der Lichtspeicherung durch EA

Im ersten Experiment zur Erhöhung der Speichereffizienz durch EA werden die Pulsformen des Kopplungs- und des Auslese-Pulses optimiert. Hierzu wird die Präparation aus Abschnitt 6.2 verwendet. Danach wird ein intensiver Kopplungs-Puls eingestrahlt. Dessen abfallende Flanke wird durch den EA kontrolliert. Insgesamt

hat der Puls eine Länge von $200\text{ }\mu\text{s}$. Die Spitzenintensität des Pulses beträgt etwa 150 W/cm^2 . Dies entspricht einer Rabi-Frequenz von etwa $\Omega_K \approx 2\pi \times 850\text{ kHz}$. Zeitgleich mit der abfallenden Flanke des Kopplungs-Pulses wird ein Nachweis-Puls mit einer Intensität von 1 W/cm^2 ($\Omega_K \approx 2\pi \times 85\text{ kHz}$) eingestrahlt. Er hat ein nahezu gaußförmiges zeitliches Profil mit einer Halbwertsbreite von $5\text{ }\mu\text{s}$. Die Form des Nachweis-Pulses wird während des Experiments nicht verändert. Da die Umsetzung der Steuerspannung in Intensität nicht ganz linear ist, kommt es zu kleinen Abweichungen vom exakt gaußförmigen Verlauf. Diese Abweichungen sind für die Ergebnisse des Experiments unerheblich. Nach einer Speicherzeit von $7\text{ }\mu\text{s}$ wird ein Auslese-Puls mit der gleichen Intensität wie der Kopplungs-Puls eingestrahlt. Er transformiert die im Medium gespeicherte Kohärenz zurück in einen Signal-Puls. Die Pulsenergie dieses Signal-Pulses wird direkt als Fitness verwendet. Als Referenz dient ein Kopplungs-Puls mit rechteckig abfallender Flanke. Die Referenz wird willkürlich gewählt. Für den EA wird eine Population mit 20 Individuen und 5 Stützstellen verwendet. Während der Optimierung werden die Anteile von Mutation und Rekombination, sowie die Varianz der Mutation manuell angepasst, bis keine signifikante Änderung der Pulsform mehr zu erkennen ist. Die Konvergenz des Algorithmus tritt nach etwa 30 Generationen ein. Im zweiten Teil des Experimentes wird die ansteigende Flanke des Auslese-Pulses auf gleiche Weise optimiert. Als Kopplungs-Puls wird hierbei die zuvor optimierte Pulsform verwendet.

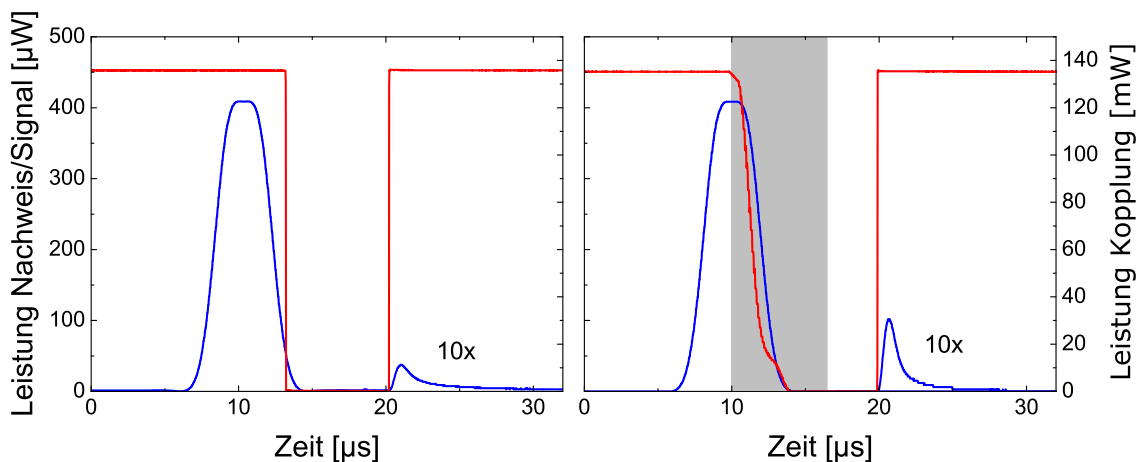


Abbildung 6.11: Links: Darstellung der Pulsform für ein Referenzexperiment zur Lichtspeicherung. Rechts: Nach Optimierung der abfallenden Flanke des Kontrollpulses. Die Signal-Pulse für beide Fälle sind zehnfach vergrößert dargestellt. Der optimierte Bereich des Kopplungs-Pulses ist grau markiert.

Abbildung 6.11 zeigt die experimentellen Pulsverläufe für das Referenzexperiment (links), sowie die optimierte Pulsform für den Kopplungs-Puls. Der optimierte Bereich ist grau hinterlegt. In allen Bildern sind Kopplungs- und Auslese-Puls rot dargestellt. Die blauen Linien stellen den Nachweis bzw. Signal-Puls dar. Der Signal-Puls wurde in dieser Darstellung zehnfach vergrößert. Im linken Teilbild ist das Ergebnis für die Referenzpulsfolge gezeigt. Nach einer

Speicherdauer von $5\ \mu\text{s}$ kann ein Signal-Puls aus dem Medium ausgelesen werden. Die Speichereffizienz ist insgesamt sehr gering. Sie beträgt etwa 0,5%. Dies liegt einerseits an der langen Speicherdauer, die mit $7\ \mu\text{s}$ bereits in der Größenordnung der Dephasierungszeit liegt. Zum anderen wird nicht die gesamte optische Dichte des Mediums zur Speicherung ausgenutzt. Aufgrund der Präparation in einen einzigen Grundzustand steht nur eine geringe optische Dichte von etwa $\alpha L = 0,8$ zur Verfügung. Die optische Dichte des unpräparierten Kristalls beträgt etwa $\alpha L = 5$.

Der rechte Teil von Abbildung 6.11 zeigt die durch den EA optimierte Pulsform des Kopplungspulses nach 30 Generationen. Die Flanke des Kopplungs-Pulses folgt hierbei im wesentlichen der Flanke des Nachweis-Pulses. Es gibt jedoch einige kleine Abweichungen: Die Flanke des optimierten Pulses ist zunächst etwas steiler als die des Nachweis-Pulses. Im letzten Teil des Pulses flacht sie ab und passt sich der Flanke des Nachweis-Pulses genauer an. Der erzielte Signal-Puls ist deutlich höher, als der mit der Referenz erzielte. Die Speichereffizienz beträgt nun etwa 1%. Da die Referenz jedoch willkürlich gewählt wurde, darf diese Zahl nicht für quantitative Aussagen herangezogen werden. Dennoch wird die Effektivität des Optimierungsverfahrens klar demonstriert.

Die Form der abfallenden Flanke deckt sich ungefähr mit der theoretischen Vorhersage aus Abschnitt 3.3, wonach das Verhältnis der Flanken gleich bleiben sollte. Jedoch sind die oben erwähnten Abweichungen gut reproduzierbar. Das Verhältnis der Spitzenrabifrequenzen beträgt in diesem Experiment ungefähr 10. Daher muss eine Verletzung des *weak probe limit* in Betracht gezogen werden. Experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass die charakteristischen Abweichungen zunehmen, wenn die Rabifrequenz des Kopplungs-Pulses reduziert wird. Eine genauere Diskussion der Abweichungen findet im folgenden Abschnitt statt.

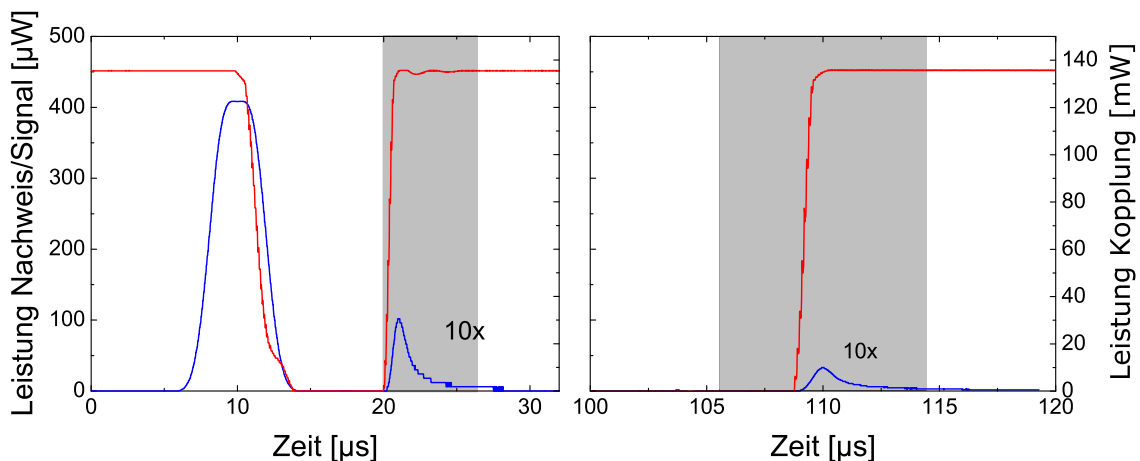


Abbildung 6.12: Links: Darstellung der Pulsform nach Optimierung der ansteigenden Flanke des Auslese-Pulses ohne Rephasierung. Rechts: ansteigende Flanke des optimierten Auslese-Pulses nach Rephasierung. Die Signal-Pulse für beide Fälle sind zehnfach vergrößert dargestellt. Der optimierte Bereich beider Pulse ist grau markiert.

Bei dem in Abbildung 6.12 dargestellten Experiment wird die Pulsform des Auslese-Pulses optimiert. Auch hierfür werden 5 Stützstellen verwendet. Als Kopplungs-Puls wird die zuvor optimierte Form verwendet. Als Referenz dient ein Rechteckpuls. Das Optimierungsverfahren liefert eine steil ansteigende Flanke ähnlich der Referenzpulsform. Nach dem steilen Anstieg sind außerdem leichte Oszillationen zu erkennen. Der Signal-Puls ist mit dem aus der vorangegangenen Optimierung vergleichbar. Eine signifikante Effizienzsteigerung ist nicht zu beobachten. Der gefundene Verlauf steigt hierbei so schnell an, wie es die Berechnung der Spline zulässt. Die Oszillationen nach dem schnellen Anstieg sind ebenfalls durch die Splinefunktion verursacht.

Da die Dephasierungszeit in der Größenordnung der Speicherzeit liegt, besteht die Möglichkeit, dass der schnelle Anstieg lediglich wegen einer Verkürzung der Speicherdauer optimal ist. Die Speichereffizienz nimmt wie die Kohärenz mit der Speicherdauer ab. Daher führen Lösungen mit einer kürzeren Speicherdauer leicht zu einem besseren Ergebnis. Um die optimale Pulsform unabhängig von der Dephasierung zu untersuchen, wird das Experiment noch einmal mit zwei HF-Pulsen zur Rephasierung der Kohärenz durchgeführt. Ihr zeitlicher Abstand beträgt $55\text{ }\mu\text{s}$. Durch die Rephasierung nimmt die Ausleseeffizienz nicht mehr exponentiell ab, sondern hat ein Maximum. Es liegt bei einer Speicherdauer von $110\text{ }\mu\text{s}$. Hierdurch kann die optimale Pulsform ohne den Einfluss des Zerfalls der Kohärenz ermittelt werden. Für die Optimierung wird ein Zeitraum von etwa $20\text{ }\mu\text{s}$ um den Rephasierungszeitpunkt von $110\text{ }\mu\text{s}$ verwendet.

Der rechte Graph in Abbildung 6.12 zeigt die optimierte Pulsform nach 30 Generationen. Genau wie im vorigen Experiment ist hier eine schnell ansteigende Flanke zu erkennen. Hierbei befindet sich die Flanke nicht am Anfang des optimierten Bereichs, sondern in der Mitte. Sie ist also nicht auf eine Verkürzung der Speicherdauer zurückzuführen. Statt dessen wird der Zeitpunkt durch den Algorithmus so gewählt, dass das Maximum des Signal-Pulses bei $110\text{ }\mu\text{s}$ liegt, dem Zeitpunkt der Rephasierung der Kohärenzen.

Das Ergebnis zeigt, dass der rechteckig ansteigende Puls tatsächlich zu einer guten Ausleseeffizienz führt. Daher wird auch keine Effizienzsteigerung durch die zweite Optimierung beobachtet. Die Form des Auslese-Pulses erklärt sich wie folgt: Für eine ausreichende Transparenz des Mediums durch EIT wird eine hohe Rabi-Frequenz benötigt. Die schnell ansteigende Flanke bietet also schnellstmöglich gute EIT-Bedingungen für den ausgelesenen Puls. Dadurch wird Reabsorption vermindert. Daher ist auch die vom EA gefundene Lösung eine schnell ansteigende Flanke. Arbeiten von Gorshkov et al. [40] führten zum Ergebnis, dass die optimale Pulsform zum Auslesen eines Signal-Pulses die zeitlich invertierte Form des Kopplungs-Pulses ist. Das Ergebnis dieser Arbeit scheint diesen Arbeiten zunächst zu widersprechen. In den erwähnten Arbeiten wurde jedoch die zeitliche Form des Signal-Pulses als Anfangsbedingung für die Optimierung verwendet. Es wurde vorausgesetzt, dass der Signal-Puls die gleiche zeitliche Form haben sollte, wie der Nachweis-Puls. Diese Anfangsbedingung wurde in unseren Experimenten

nicht verwendet. Unser Optimierungskriterium war hingegen die Pulsenergie des Signal-Pulses. Da der Fokus dieser Arbeit auf der klassischen Datenverarbeitung liegt, ist die direkte Optimierung der Pulsenergie vorteilhaft. Die Erhaltung der exakten Form des Nachweis-Pulses ist dagegen nicht notwendig.

6.6 Optimierung der optischen Dichte in Pr:YSO

Typischerweise liegt die optische Dichte αL in Pr:YSO bei der bisher verwendeten Präparation unter 1. Im unpräparierten Kristall steht jedoch eine viel höhere optische Dichte zur Verfügung. Beim verwendeten Dotierungsgrad beträgt sie etwa 5. Hierbei absorbieren jedoch auch Ionen, in denen kein geeignetes Lambda-System gefunden werden kann. Daher wird im folgenden eine Anwendung des evolutionären Optimierungsverfahrens auf die Präparation des Mediums untersucht. Durch das Verfahren soll eine Präparation gefunden werden, die die zur Verfügung stehende optische Dichte des Mediums erhöht.

Die Standardpräparationssequenz ist auf der linken Seite von Abbildung 6.13 schematisch dargestellt. Der obere Teil zeigt den Frequenzverlauf des Präparationspulses. Hierbei wird die Frequenz sieben Mal in einem Frequenzbereich von $\Delta\nu_{\text{Präp}} = +5 \text{ MHz}$ bis $\Delta\nu_{\text{Präp}} = -13 \text{ MHz}$ durchgestimmt. Die zugehörige Intensität ist im linken, unteren Teilbild dargestellt. Sie wird nicht verändert. Die Effizienz der zur Pulsformung verwendeten AOM ist jedoch abhängig von der Frequenz, so dass sich die Intensität proportional zur Frequenz leicht ändert. Durch das mehrmalige Durchstimmen der Lasers wird eine *spectral pit* erzeugt. Danach transferiert ein weiterer Laserpuls einen Teil der Besetzung in einigen Ionen zurück in den zuvor entleerten Bereich. Diese Abfolge wurde so gewählt, dass wohldefinierte Absorptionslinien in der *spectral pit* auftreten. Im folgenden Experiment wurde auf diese Einschränkung verzichtet. Nach der Präparation folgt ein Lichtspeicheringperiment mit rechteckförmigen Pulsen. Die Frequenz des Kopplungs-Pulses ist im oberen Teil der Abbildung als rote gestrichelte Linie dargestellt. Die Frequenz des Nachweis-Pulses ist blau markiert. Der Kopplungs-Puls hat eine Länge von 1 ms und eine Intensität von 150 W/cm^2 . Der Nachweis-Puls ist ebenfalls rechteckförmig und hat eine Länge von $20 \mu\text{s}$. Nach einer Speicherzeit von $15 \mu\text{s}$ wird ein Auslese-Puls der Dauer $200 \mu\text{s}$ eingestrahlt.

Nun wird ein Experiment durchgeführt, bei dem der Frequenzverlauf des Präparationspulses durch den EA gesteuert wird. Im Gegensatz zu den vorigen Experimenten wird also die Frequenz der Pulse, statt deren Intensität optimiert. Die Intensität des Präparationspulses wird näherungsweise konstant gehalten. Weiterhin soll die Präparationsdauer verkürzt werden. Die Länge der optimierten Sequenz soll nur 5 ms betragen. Außerdem wird auf einen Rückpräparationspuls verzichtet. Diese Sequenz wird drei Mal wiederholt, um effizienteres optisches Pumpen zu gewährleisten. Dadurch beträgt die Gesamtlänge der Präparation 15 ms. Auf einen Rückpräparationspuls wird verzichtet. Der Frequenzbereich der Optimierung wurde auf $\Delta\nu_{\text{Präp}} = \pm 40 \text{ MHz}$ festgelegt. Dies entspricht etwa dem

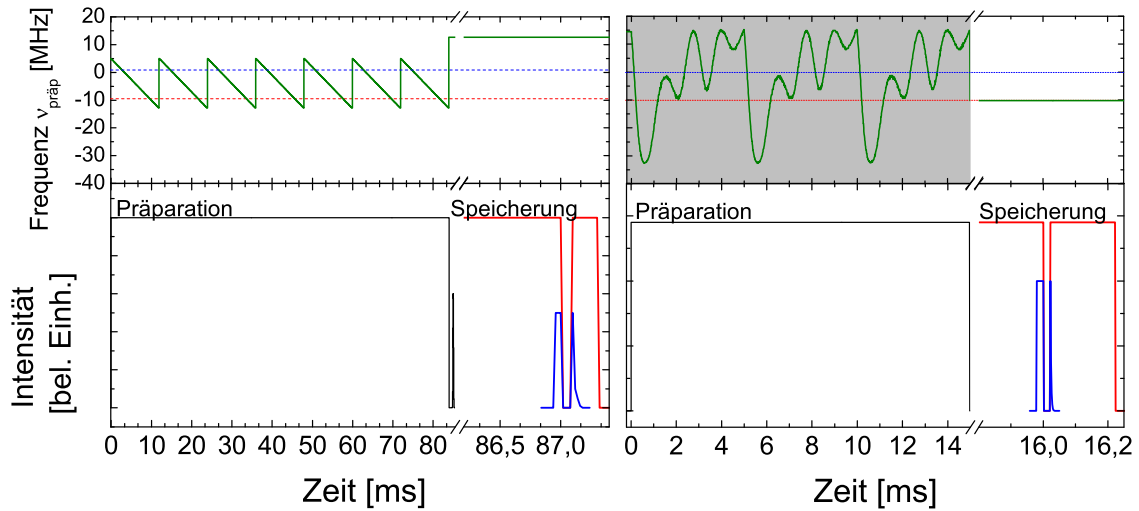


Abbildung 6.13: Links oben: Frequenzverlauf bei Lichtspeicherung mit der Standardpräparationssequenz. Links unten: Intensitätsverlauf der Standardpräparationssequenz. Rechts oben: Frequenzverlauf der optimierten Präparationssequenz. Rechts unten: Intensitätsverlauf der optimierten Präparationssequenz.

maximalen Abstand zweier möglicher Übergänge im selben Ion (36,6 MHz). Als Optimierungsparameter dient die Pulsenergie des Signal-Pulses. Die Dauer des Kopplungs-Pulses und die Speicherzeit sind relativ lang gewählt. Hiermit wird vermieden dass ein System präpariert wird, in dem stimulierte Emission durch den Nachweis-Laser auftritt. Das ist möglich, wenn der Grundzustand $|3\rangle$ besetzt ist und der Grundzustand $|1\rangle$ entleert wurde. Dann regt der Kopplungs-Puls Besetzung aus $|3\rangle$ nach $|2\rangle$ an, wodurch der Nachweis-Puls auf dem Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ verstärkt wird. Ein solches System wird mit höherer Wahrscheinlichkeit vom Optimierungsverfahren gefunden, als ein geeignetes Lambda-System. Durch den langen Kopplungs-Puls wird der Zustand $|3\rangle$ zusätzlich durch optisches Pumpen entleert. Außerdem gewährleistet die lange Speicherdauer, dass eventuelle stimulierte Emission des Nachweis-Lasers nicht mehr in den Zeitraum des Auslese-Pulses reicht.

Die rechte Seite von Abbildung 6.13 stellt den Frequenzverlauf der optimierten Präparation nach ca. 70 Generationen dar. Die Frequenzen von Kopplungs- und Nachweis-Laser sind als rote bzw. blaue gestrichelte Linie markiert. Das untere Teilbild zeigt die Abfolge der Intensitäten der Pulse. Während der Präparation ist eine Frequenzverstimmung mit deutlichen Oszillationen zu erkennen. Die Richtung der Frequenzverstimmung ist im Wesentlichen positiv. Die dreimalige Wiederholung ist durch die oben erwähnte Vorgabe bedingt. Die Frequenz der Präparation bewegt sich in einem Großteil der Zeit um und leicht oberhalb von Kopplungs- und Nachweis-Puls. Der entsprechende Frequenzbereich liegt bei $\Delta\nu_{\text{Präp}} = -10 \text{ MHz}$ bis $\Delta\nu_{\text{Präp}} = +15 \text{ MHz}$. Der Maximalausschlag liegt bei $\Delta\nu_{\text{Präp}} = -30 \text{ MHz}$. Folglich wurde lediglich die Hälfte des zur Verfügung stehenden Frequenzbereichs genutzt.

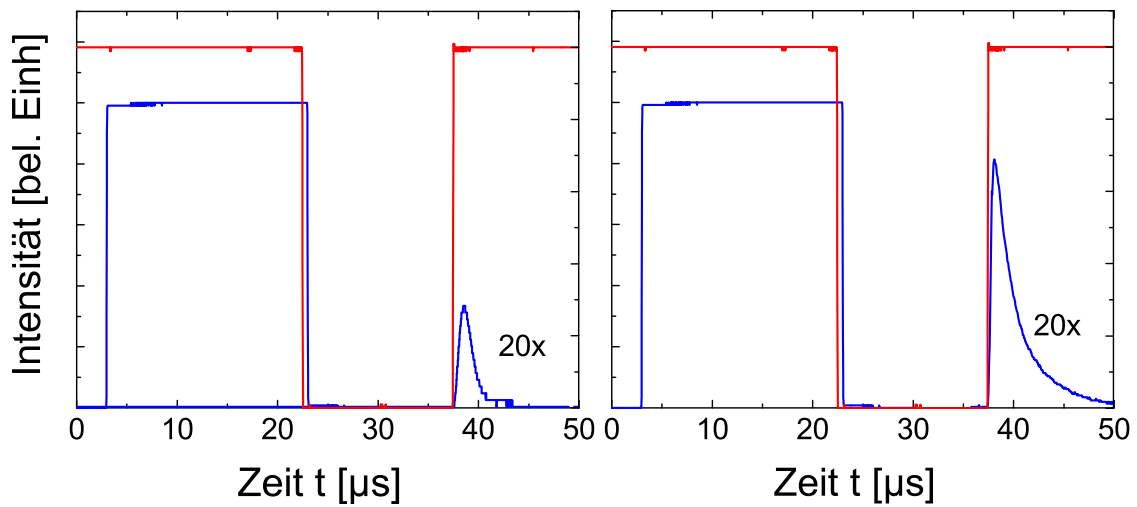


Abbildung 6.14: Links: Zeitliche Intensitätsverläufe des Lichtspeicherelements nach der Standardpräparation. Rechts: Nach der optimierten Präparation.

Abbildung 6.14 zeigt zwei Lichtspeicherelemente mit den oben besprochenen Pulsfolgen. Das linke Teilbild zeigt die Speicherung mit der Standardpräparationssequenz. Die rote Linie stellt den Pulsverlauf von Kopplungs- und Auslese-Puls dar. Die blaue Linie zeigt den Nachweis-Puls und einen Signal-Puls zur Zeit des Auslese-Pulses. Der Signal-Puls ist gegenüber dem Nachweis-Puls zwanzigfach vergrößert.

Das rechte Teilbild zeigt ein entsprechendes Experiment mit der optimierten Präparationssequenz. Zur Zeit des Auslese-Pulses ist ein deutlich höherer Signal-Puls zu beobachten. Die Speichereffizienz konnte um einen Faktor 3,5 gesteigert werden.

Um die optimierte Präparation physikalisch zu verstehen, werden im Folgenden die Auswirkungen auf das Absorptionsspektrum untersucht. Hierzu wird ein schwacher Nachweis-Puls in das Medium eingestrahlt, dessen Frequenz $\Delta\nu_N$ über dem relevanten Frequenzbereich verstimmt wird. Der Nachweis-Puls wurde hierfür bei zwei verschiedenen Verzögerungen eingestrahlt. Aufgenommen wurden das Spektrum nach Ende der Präparation aber vor Beginn des Kopplungs-Pulses und das Spektrum am zeitlichen Ende des Kopplungs-Pulses.

Abbildung 6.15 zeigt die Absorptionsspektren nach Ende der optimierten Präparation. Man erkennt einen Abfall der Absorption in Richtung höherer Frequenzen. Es sind zwei Stufen zu erkennen. Sie liegen bei den Nachweisverstimmungen $\Delta\nu_N = 0$ MHz und $\Delta\nu_N = -5$ MHz. Bei höheren Frequenzen wird eine konstant niedrige Absorption beobachtet. Diese Form des Spektrums lässt sich durch den Frequenzverlauf aus Abbildung 6.13 gut erklären. Die Präparation findet zum großen Teil bei höheren Frequenzen statt, wodurch dort eine niedrigere Absorption erzeugt wird.

Für die Untersuchung der Besetzungsverteilung nach der optimierten Präparati-

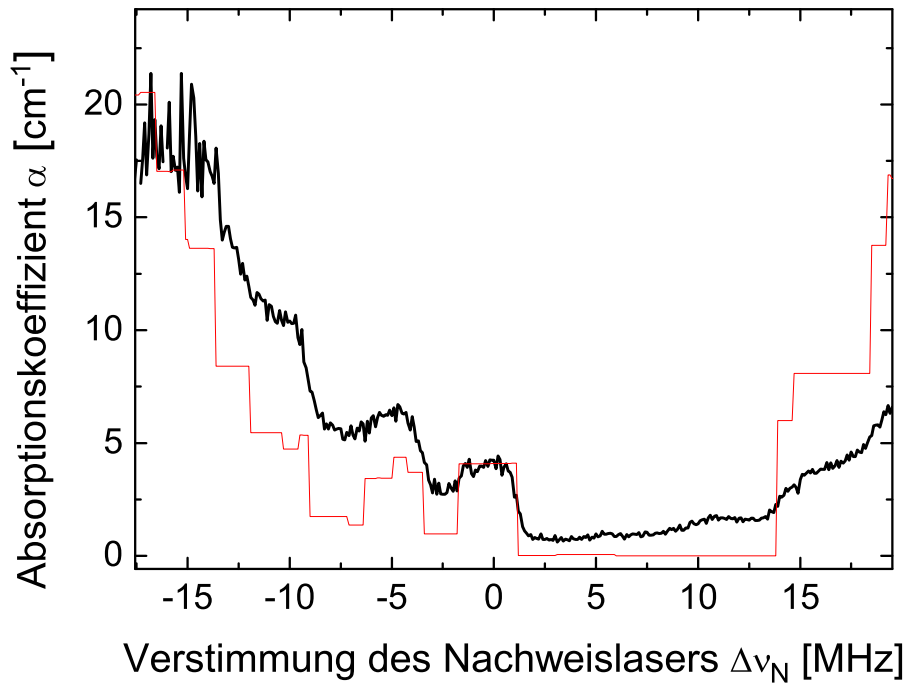


Abbildung 6.15: Schwarze Kurve: Experimentelles Absorptionsspektrum nach der optimierten Präparation, aber vor dem Kopplungs-Puls. Rote Kurve: Numerische Simulation des Spektrums

on wird die gefundene Lösung durch die numerische Simulation aus Abschnitt 5.3 untersucht. Hierbei werden die Oszillationen durch eine Abfolge von linearen Verstimmungen ersetzt. Das Ergebnis ist in Abbildung 6.15 als rote Linie dargestellt. Die wesentlichen Charakteristika, wie der Abfall zu hohen Frequenzen und der breite Bereich niedriger Transmission sind klar zu erkennen. Auch die Stufen bei $\Delta\nu_N = 0$ MHz und $\Delta\nu_N = -5$ MHz werden gut wiedergegeben. Die absoluten Höhen der Strukturen stimmen nur teilweise überein. Dies liegt vor allem an der Modellannahme, dass das optische Pumpen mit voller Effizienz funktioniert. Dies ist im realen Experiment meist nicht der Fall. Vor allem bei kurzen Präparationsdauern kann die Besetzung der Grundzustände nicht vollständig entfernt werden. Weiterhin werden bei hohen Intensitäten schmale Strukturen durch Sättigung verbreitert.

Abbildung 6.16 zeigt das Absorptionsspektrum unter EIT-Bedingungen. Hierfür wird der Nachweis-Puls so verzögert, dass er sich am Ende des Kopplungs-Pulses befindet, von diesem jedoch noch vollständig eingehüllt wird. Das Spektrum weicht deutlich von dem nach der Präparationssequenz ab. Nun sind zwei Minima bei den Frequenzen $\Delta\nu_N = -10$ MHz und $\Delta\nu_N = -15$ MHz zu erkennen. Diese stammen von optischem Pumpen und Sättigung durch den Kopplungs-Puls. Der Puls entfernt Besetzung aus dem Zustand $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$, wodurch sich die Absorption reduziert. Außerdem wird der Übergang $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |^1D_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$ bei einer Frequenz von $\Delta\nu_N = -10,2$ MHz durch Sättigung transparent, so dass eventuell verbleibende Besetzung nicht beobachtet werden kann. Auch das Minimum bei

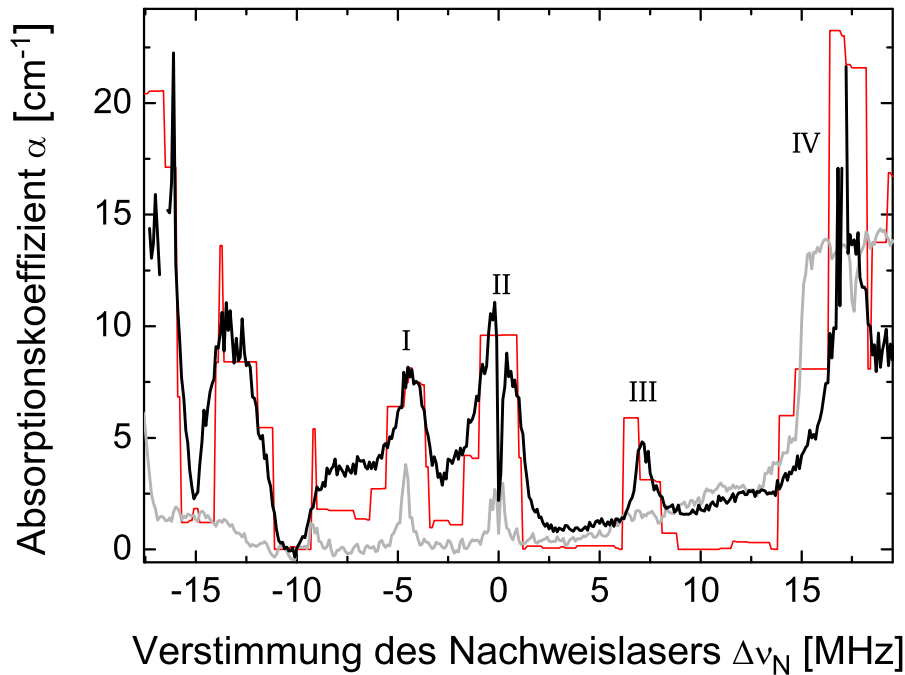


Abbildung 6.16: Schwarze Kurve: Experimentelles Absorptionsspektrum bei optimierter Präparation, während dem Kopplungs-Puls. Rote Kurve: Numerische Simulation. Graue Kurve: Spektrum nach der Standardpräparation

$\Delta\nu_N = -14,6$ MHz wird durch die reduzierte Besetzung in diesem Grundzustand verursacht. Jedoch wird diese über den angeregten Zustand $|^1D_2, \pm\frac{1}{2}\rangle$ nachgewiesen. Weiterhin sind vier ausgeprägte Maxima zu erkennen. Sie sind der Übersicht halber mit römischen Ziffern markiert. Hier wird die Besetzung durch das optische Pumpen in andere Grundzustände verteilt. Die Maxima bei $\Delta\nu_N = 0$ MHz (I) und $\Delta\nu_N = -4,6$ MHz (II) werden im wesentlichen durch Besetzung im Zustand $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ verursacht. Die beiden Maxima entsprechen dabei Übergängen in zwei verschiedene angeregte Zustände. Die Maxima III und IV entstehen durch Besetzung im dritten Grundzustand $|^3H_4, \pm\frac{5}{2}\rangle$, jedoch zum großen Teil in anderen Ionen. Somit können sie für die Beobachtung von EIT vernachlässigt werden.

Die rote Linie in diesem Spektrum ist ebenfalls eine Simulation. Hierbei wurde angenommen, dass der Kopplungs-Puls optisches Pumpen bei einer Frequenz von $\Delta\nu_N = -10,2$ MHz verursacht. Die Breite des optisch gepumpten Bereichs wurde anhand der Breite der im gemessenen Spektrum auftretenden Minima auf 2 MHz geschätzt. Die Simulation gibt Höhe und Position der Maxima und Minima zufriedenstellend wieder. Hieran wurde auch die Zuordnung der Maxima zu den Übergängen vorgenommen.

Des Weiteren ist der Abbildung zum Vergleich das Absorptionsspektrum nach der Standardpräparation als graue Linie hinzugefügt. Man erkennt einen Teil der *spectral pit* mit zwei schmalen Absorptionsmaxima. Dieses Spektrum wurde bereits in Abschnitt 6.2 vorgestellt. Bereits jetzt lässt sich erkennen, dass die durch den EA

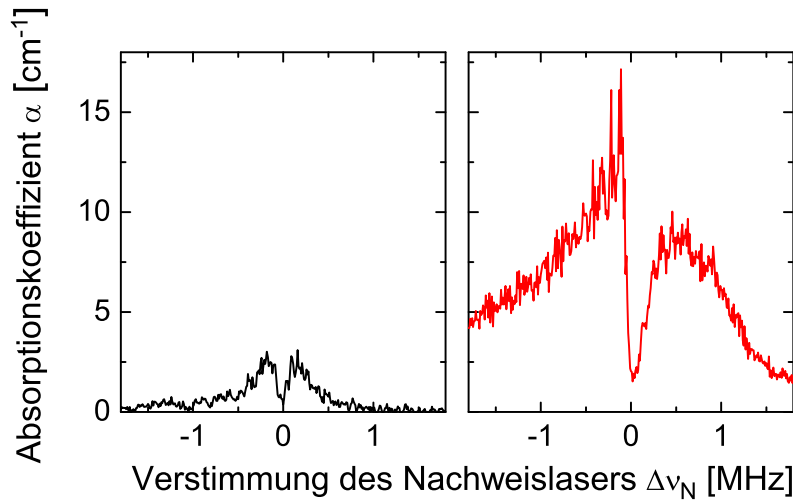


Abbildung 6.17: Vergleich der Absorptionsmaxima des Übergangs $|^3\text{H}_4, \pm\frac{3}{2}\rangle \leftrightarrow |^1\text{D}_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$ mit Absorptionseinbruch durch EIT. Links: Nach der Standardpräparation. Rechts: Nach der optimierten Präparation.

optimierte Präparation eine höhere Absorption und damit eine höhere optische Dichte zur Verfügung stellt.

Im Maximum II ist außerdem ein schmaler Einbruch der Absorption zu erkennen. Hier entspricht die Frequenzdifferenz zwischen Kopplungs- und Nachweis-Puls genau dem Abstand der Grundzustände $|^3\text{H}_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ und $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$. Der Einbruch ist auf EIT zurückzuführen. Auch im entsprechenden Maximum nach der Standardpräparation ist ein solcher Einbruch zu sehen. Zur Verdeutlichung werden beide Maxima vergrößert in Abbildung 6.17 dargestellt. Im linken Teilbild (schwarze Kurve) ist das Absorptionsmaximum der Standardpräparation gezeigt. Man erkennt den schmalen Absorptionseinbruch durch EIT. Die Breite des Einbruchs beträgt ca. 160 kHz. Der maximale Absorptionskoeffizient beträgt etwa $2,6 \text{ cm}^{-1}$. Bei einer Kristalllänge von 0,3 cm entspricht das einer optischen Dichte von etwa $\alpha L = 0,8$. Im rechten Teilbild ist dagegen das Absorptionsmaximum für den Fall der optimierten Präparation dargestellt. Auch hier ist ein Einbruch der Absorption durch EIT zu erkennen, jedoch ist dieser wesentlich breiter und weist eine Asymmetrie auf. Die Breite beträgt nun ungefähr 250 kHz. Der maximale Absorptionskoeffizient hat sich auf etwa $12,5 \text{ cm}^{-1}$ erhöht. Dies entspricht einer optischen Dichte von 3,8. Somit konnte durch die Verwendung des EA die optische Dichte für die Lichtspeicherung um einen Faktor von 4-5 erhöht werden.

Die genaue Form der Spektren variiert mit den experimentellen Parametern, wie der Intensität von Kopplungs- und Präparationspuls. Die Charakteristika, wie die Stufenform des Spektrums und die Zuordnung der Maxima zu den Übergängen bleibt jedoch erhalten. Auch die Form des EIT-Einbruchs wird unabhängig von den experimentellen Parametern beobachtet. Daher wird die Herkunft der Asymmetrie im Folgenden genauer untersucht.

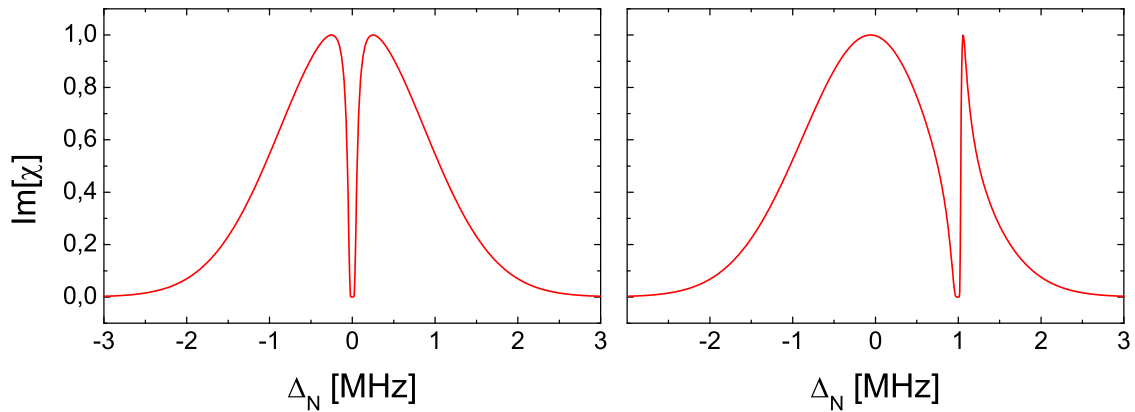


Abbildung 6.18: Berechneter Imaginärteil der linearen Suszeptibilität $\text{Im}[\chi]$ für eine inhomogen verbreiterte Absorptionslinie der Breite $\Gamma_{\text{inhom}} = 2 \text{ MHz}$ bei einer Rabi-Frequenz des Kopplungs-Pulses von $\Omega_K = 2\pi \times 500 \text{ kHz}$. Links: Bei einer Verstimmung des Kopplungsfeldes von $\Delta_K = 0 \text{ MHz}$. Rechts: Bei einer Verstimmung des Kopplungsfeldes von $\Delta_K = 1 \text{ MHz}$.

Auf Basis der analytischen Lösung für EIT in einem Dreiniveausystem (Abschnitt 3.3, Gleichung 3.39) wurde eine Simulation der Absorption und Dispersion im vorliegenden Medium erstellt. Diese Gleichung geht von einem homogen verbreiterten Medium aus. In Pr:YSO ist die homogene Linienbreite jedoch sehr gering. Die Form der Linien wird von einer inhomogenen Verteilung bestimmt. Daher wurde zur Simulation über eine gaußverteilte Gesamtheit aus Systemen mit geringer homogener Linienbreite mit unterschiedlichen Verstimmungen gemittelt. Die Breite dieser Verteilung wurde mit 2 MHz angenommen, ähnlich der tatsächlichen Breite im Experiment. Die homogene Breite wurde als 2 kHz angenommen. Die Rabi-Frequenz des Kopplungs-Pulses wurde mit $\Omega_K = 2\pi \times 500 \text{ kHz}$ gewählt.

In Abbildung 6.18 ist der Imaginärteil der linearen Suszeptibilität χ für eine Verstimmung des Kopplungs-Pulses von der Resonanz von $\Delta_{v_K} = 0 \text{ MHz}$ (linkes Teilbild) und $\Delta_{v_K} = 1 \text{ MHz}$ (rechtes Teilbild) gezeigt. Die Größe $\text{Im}[\chi]$ ist proportional zum Absorptionskoeffizienten. Im linken Bild erkennt man gut den gaußförmigen Verlauf der inhomogenen Linie. Weiterhin ist ein schmaler Einbruch der Absorption durch EIT zu sehen. Im rechten Teilbild ist das Minimum der Absorption um 1 MHz verschoben, entsprechend der Verstimmung des Kopplungs-Pulses. Außerdem ist eine deutliche Asymmetrie des Einbruchs zu erkennen. Dies deckt sich mit den experimentellen Befunden. Dennoch gibt es signifikante Unterschiede. In der Simulation bricht die Absorption vollständig zusammen. Dies ist nur für das einfache Modell des Dreiniveausystems tatsächlich der Fall.

Arbeiten von Kuznetsova et al. [56] beschäftigen sich speziell mit Medien langlebiger Spinkohärenz und inhomogener Verbreiterung. Hier wird gezeigt, dass die Absorption in solchen Medien im Allgemeinen nicht völlig verschwindet. Dies wird auch im Experiment beobachtet. Die weiteren Unterschiede sind jedoch wesentlich deutlicher. Erstens haben in der Simulation beide Seiten der Resonanz unabhängig von der Verstimmung die gleiche Höhe, zweitens ist die steilere Seite des EIT-Einbruchs immer auf der dem Linienschwerpunkt abgewandten Seite.

Beides ist im Experiment nicht der Fall. Die steilere Seite ist hier näher an der Resonanz. Weiterhin ist ein deutlicher Unterschied in der Höhe der beiden Teile zu beobachten.

Dies ist eventuell durch die Präparation der Linien erklärbar. Zunächst liegt im Experiment keine gaußförmige Verteilung der spektralen Absorption vor. Außerdem findet im Bereich der Maxima auch Absorption durch Ionen statt, in denen kein geeignetes Lambda-System gefunden werden kann. Dies führt zu einem Untergrund, der keine EIT zeigt. Dieser Untergrund ist mit hoher Wahrscheinlichkeit durch die Präparation für niedrige Frequenzen höher. Dadurch erscheint die linke Seite des Maximums erhöht.

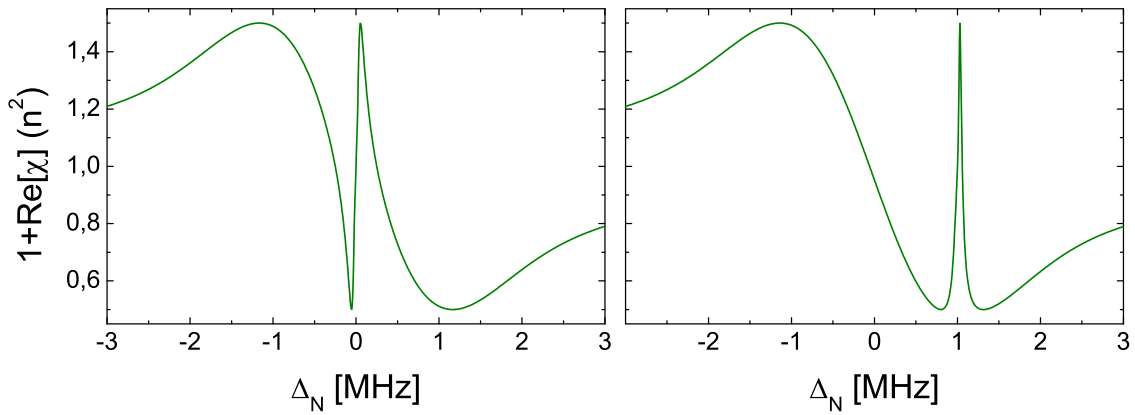


Abbildung 6.19: Berechneter Realteil der linearen Suszeptibilität $\text{Re}[\chi]$ für eine inhomogen verbreiterte Absorptionslinie der Breite $\Gamma_{\text{inhom}} = 2 \text{ MHz}$ bei einer Rabi-Frequenz des Kopplungs-Pulses von $\Omega_K = 2\pi \times 500 \text{ kHz}$. Links: Bei einer Verstimmung des Kopplungsfeldes von $\Delta_K = 0 \text{ MHz}$. Rechts: Bei einer Verstimmung des Kopplungsfeldes von $\Delta_K = 1 \text{ MHz}$.

Neben der Absorption wird auch das Dispersionsverhalten von einer Verstimmung des Kopplungs-Pulses beeinflusst. In Abbildung 6.19 ist der Realteil der linearen Suszeptibilität für die beiden obigen Fälle gezeigt. Diese Größe ist proportional zum Quadrat des Brechungsindex. Im linken Teilbild erkennt man den steilen Anstieg des Brechungsindex bei der Verstimmung $\Delta = 0$ durch EIT. Im linken Teilbild ist auch dieser Anteil gegenüber dem Fall resonanter Kopplung verschoben. Zusätzlich hierzu erhöht sich jedoch auch die Steigung des Brechungsindex. Diese Steigung bestimmt maßgeblich die Gruppengeschwindigkeit des Nachweis-Pulses. Bei einer Verstimmung kann also eine geringere Gruppengeschwindigkeit erreicht werden. Dies ist bei resonanter Kopplung nur durch Verringerung der Rabi-Frequenz möglich. Dadurch reduziert sich im vorliegenden Medium jedoch die Tiefe des EIT-Einbruchs und es kommt zu erhöhter Absorption. Dies wird durch nicht-resonante Kopplung vermieden. Somit konnte durch das Optimierungsverfahren eine Methode identifiziert werden, die langsamere Gruppengeschwindigkeiten bei gleichbleibender Absorption ermöglicht. Gegenwärtig werden weitere Rechnungen angestellt, um die genaue Form des EIT-Einbruchs, sowie dessen Effekt auf die Gruppengeschwindigkeit zu klären.

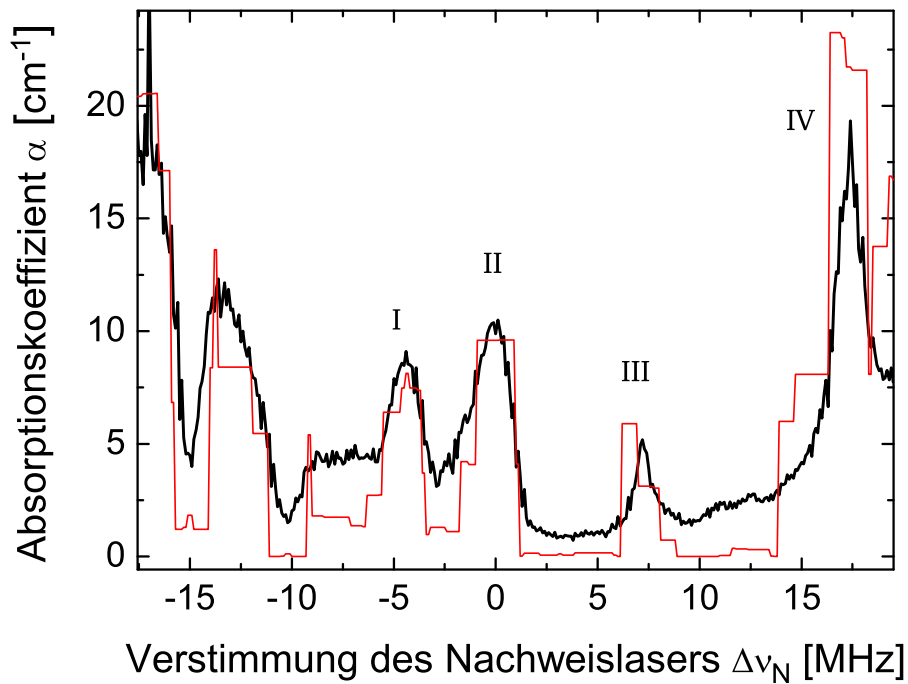


Abbildung 6.20: Schwarze Kurve: Experimentelles Absorptionsspektrum bei optimierter Präparation, nach dem Kopplungs-Puls. Rote Kurve: Numerische Simulation.

In einer weiteren Messung wurde das Spektrum nach der optimierten Präparation und nach dem Kopplungs-Puls aufgenommen. Dieses Spektrum ist in Abbildung 6.20 als schwarze Kurve dargestellt. Rot dargestellt ist die gleiche Simulation wie in Abbildung 6.16.

Die grundlegenden Charakteristika sind identisch mit denen in der vorigen Messung. So ist wieder ein breiter Bereich geringer Absorption mit vier Maxima und zwei Minima zu erkennen. Da diese Messung nach dem Kontroll-Puls stattfindet, fehlt der EIT-Einbruch. Der wichtigste Unterschied liegt in der Tiefe der Minima bei $\Delta\nu_N = -10,2 \text{ MHz}$ und $\Delta\nu_N = 15 \text{ MHz}$. Hier wird die Absorption nicht wie in der vorigen Messung auf Null reduziert. Folglich ist trotz des langen Kontroll-Pulses Besetzung im Zustand $|^3\text{H}_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ zurückgeblieben, obwohl dessen Dauer mit 1 ms über der Zeitskala der spontanen Zerfälle von $164 \mu\text{s}$ liegt. Scheinbar liegt die Dauer für die vollständige Entleerung oberhalb dieser Zeitskala. Dieses Phänomen wird auch bei späteren Messungen in Abschnitt 7.6 beobachtet. Dort findet auch eine weitere Diskussion statt.

6.7 Einfluss der optischen Dichte auf die optimale Pulsform

Im Abschnitt 6.5 wurde gezeigt, dass die optimale Pulsform des Kopplungs-Pulses leicht von der theoretisch vorhergesagten Form abweicht. Im Folgenden wird die

Untersuchung dieser Abweichungen wieder aufgegriffen, da nun eine höhere optische Dichte zur Verfügung steht. Weiterhin wird die Optimierung der Pulsform mit mehr Stützstellen für die einzelnen Individuen durchgeführt. Dies führt zu einer wesentlich langsameren Konvergenz des Algorithmus, erlaubt aber mehr Dynamik innerhalb der gefundenen Pulsform.

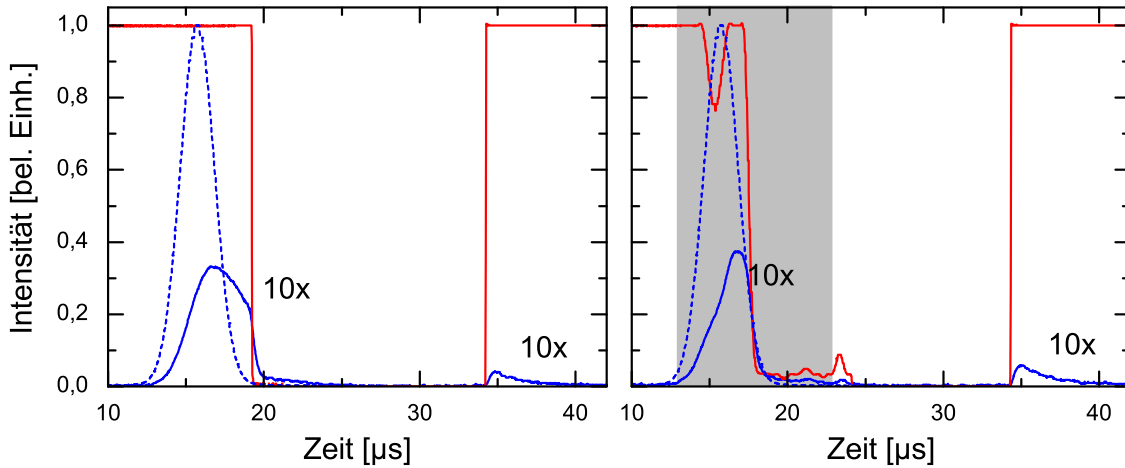


Abbildung 6.21: Pulsformen eines Lichtspeichereperimentes bei optimierter Präparation. Links: Experiment und rechteckigem Kopplungs-Puls (rote Linie). Rechts: Experiment mit optimierter Pulsform. Die blaue, gestrichelte Linie stellt in beiden Fällen den Nachweis-Puls dar. Die durchgezogene Linie zeigt den transmittierten Anteil des Nachweis-Pulses, sowie den Signal-Puls. Der optimierte Zeitbereich ist grau hinterlegt.

Abbildung 6.21 zeigt eine Pulsform des Kopplungs-Pulses mit 10 Stützstellen mit einem rechteckigem Auslese-Puls (rote Linien). Die Dauer des Nachweis-Pulses beträgt wieder $5\mu\text{s}$ (blaue, gestrichelte Linie). Außerdem wird die Speicherdauer auf $15\mu\text{s}$ erhöht. Anders als im vorigen Experiment wird neben dem Signal-Puls auch der Anteil des Nachweis-Pulses dargestellt, der durch das Medium transmittiert wurde (blaue, durchgezogene Linie). Im Englischen wird dieser Teil als *leakage* bezeichnet. Hieran kann der Einfluss der Pulsform auf die Gruppengeschwindigkeit demonstriert werden.

Das linke Teilbild zeigt das Referenzexperiment. Im Vergleich zum ursprünglichen Nachweis-Puls ist der transmittierte Anteil verbreitert und das Maximum ist um etwa $2\mu\text{s}$ verzögert. Weiterhin fällt die Transmission am Ende des Kopplungs-Pulses steil ab. Es verbleibt ein geringer Rest an Transmission der in wenigen Mikrosekunden auf Null abfällt. Am Anfang des Auslese-Pulses ist ein Signal-Puls zu erkennen.

Der transmittierte Anteil des Nachweis-Pulses ist proportional zur Intensität des Nachweis-Pulses am Ende des Speichermediums. Die beobachtete Verschiebung des Maximums entspricht einer Verzögerung des Nachweis-Pulses um etwa $2\mu\text{s}$. Aus der Gruppenverzögerung τ_{gr} kann die Gruppengeschwindigkeit des Pulses

berechnet werden:

$$v_{gr} = \frac{L_m}{\tau_{gr}} \quad (6.4)$$

Die erreichte Gruppengeschwindigkeit in diesem Experiment lag also bei ungefähr 150 km/s ($\approx 5 \cdot 10^{-4}c$).

Im rechten Teilbild ist die optimierte Form des Kopplungs-Pulses nach 126 Generationen dargestellt. Der optimierte Bereich wurde so eingestellt, dass die Optimierung bereits vor dem Maximum des Nachweis-Pulses beginnt. Im Graphen erkennt man einen Abfall der Intensität am zeitlichen Ende des Nachweis-Pulses, etwa $2\mu\text{s}$ früher als in der Referenz. Im Vergleich zur Messung mit nur 5 Stützstellen aus Abschnitt 6.5 verläuft die Flanke jedoch deutlich steiler als die des Nachweis-Pulses. Weiterhin erkennt man einen Einbruch der Intensität vor dem Maximum des Nachweis-Pulses, sowie einige kleine Oszillationen nach dessen Ende. Die drei genannten Charakteristika sind gut reproduzierbar. In blau dargestellt ist der transmittierte Nachweis-Puls. Man erkennt vor allem eine Formänderung des Nachweis-Pulses. Durch das Minimum am Anfang des optimierten Bereichs wird ein Teil des Nachweis-Pulses stärker verzögert. Hierdurch steigt die Intensität zum Zeitpunkt der Speicherung. Die Gruppenverzögerung wird jedoch nur minimal erhöht. Trotzdem ist die Intensität des transmittierten Anteils am Ende des Kopplungs-Pulses höher. Der Effekt der nachlaufenden Oszillationen auf den Nachweis-Puls ist noch nicht abschließend geklärt. In der Messung ist jedoch zu beobachten, dass sie einen Einfluss auf den transmittierten Anteil haben. Im folgenden wird die Ursache dieser Oszillationen genauer untersucht.

Zur Untersuchung wird die Liouville/von-Neumann Gleichung für ein reines Dreiniveausystem ohne Zerfälle (siehe Kapitel 3) numerisch gelöst. Der Nachweis-Puls wurde gaußförmig mit einer Pulsdauer von $10\mu\text{s}$ angenommen. Der Kopplungs-Puls besteht aus gaußförmigen Flanken und einem Bereich konstanter Intensität. Zusätzlich können weitere Gaußpulse nach dem Kopplungs-Puls eingefügt werden, um die nachlaufenden Pulse zu simulieren.

Abbildung 6.22 zeigt die Simulation für zwei Pulse, deren Flanken im gleichen Verhältnis abfallen. Das Verhältnis der Rabifrequenzen ist dabei, ähnlich wie im Experiment auf $\Omega_K = 10\Omega_N$ festgesetzt. Die Flanke des Kopplungspulses (rote Linie im linken Teilbild) fällt hier in $5\mu\text{s}$ auf die Hälfte ihrer Rabifrequenz ab. Der Nachweis-Puls ist als gestrichelte Linie dargestellt. Weiterhin ist die hierbei erzeugte Grundzustandskohärenz ρ_{13} im linken Teilbild als grüne Linie dargestellt. Das rechte Teilbild stellt die zeitlichen Verläufe der Besetzungswahrscheinlichkeiten $|c_i|^2$ der drei Zustände $|1\rangle$ (rot) $|2\rangle$ (blau) und $|3\rangle$ (grün) während der Wechselwirkung dar.

Im linken Teilbild ist die Präparation von Kohärenz zwischen den beiden Grundzuständen am Anfang des Nachweis-Pulses zu erkennen. Durch den gemeinsamen Abfall von Kopplungs- und Nachweis-Puls wird die Kohärenz nicht verändert und

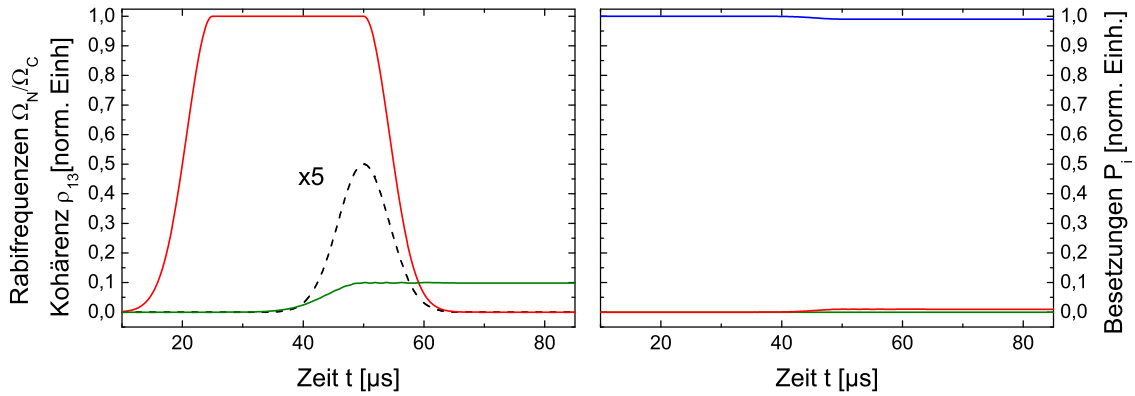


Abbildung 6.22: Links: Simulation der Grundzustandskohärenz ρ_{13} (grüne Linie) bei der Lichtspeicherung in einem Dreiniveausystem ohne Zerfälle. Die Pulsformen von Kopplungs- und Nachweis-Puls sind als rote, bzw. als schwarze, gestrichelte Linie dargestellt. Der Nachweis-Puls wurde fünffach vergrößert. Rechts: Simulation der Besetzungsverläufe für die links gezeigten Pulsformen. Die maximale Rabifrequenz des Kopplungs-Puls beträgt etwa $\Omega_K = 2\pi \times 750 \text{ kHz}$, die des Nachweis-Pulses ist um einen Faktor 10 geringer ($\Omega_N = 0,1 \cdot \Omega_K$). Gezeigt ist der Fall für Pulse, deren Flanken im gleichen Verhältnis abfallen.

bleibt so auch nach Ende der Wechselwirkung erhalten. Die erzeugte Grundzustandskohärenz beträgt etwa $\rho_{13} = 0,1$. Diese Kohärenz steht später zur Erzeugung eines Signal-Pulses zur Verfügung. Die dargestellte Situation entspricht der theoretischen Voraussage [3] aus der analytischen Behandlung des Dreiniveausystems. Im linken Teilbild erkennt man, dass durch die Pulse beinahe keine Besetzung zwischen den Zuständen transferiert wird. Auch dies deckt sich mit der theoretischen Erwartung.

In der nächsten Simulation (Abbildung 6.23) wird die Präparation von Kohärenz mit einer steileren Flanke des Kopplungs-Pulses nachgestellt. Die Rabifrequenz fällt nun in $2\mu\text{s}$ auf die Hälfte ab. Weiterhin ist die abfallenden Flanke so verschoben, dass sie die den Nachweis-Puls im hinteren Drittel kreuzt. Dies ähnelt bereits der Situation im Experiment. Die übrigen Parameter bleiben unverändert.

Im linken Graphen erkennt man wieder die Präparation von Grundzustandskohärenz am Anfang des Nachweis-Pulses. Danach, während der abfallenden Flanke des Kopplungs-Pulses, steigt die Kohärenz nochmals an. Auch die Besetzungen zeigen eine andere Dynamik. In diesem Fall wird mehr Besetzung zwischen den Grundzuständen transferiert, wodurch sich die höhere Kohärenz erklärt. Außerdem wird auch der angeregte Zustand besetzt. Der Besetzungstransfer lässt sich durch einen unvollständigen STIRAP-Prozess erklären. Zum Ende der Wechselwirkung ist der Kopplungs-Puls schwächer, als der Nachweis-Puls. Hierbei ist zu beachten, dass der Nachweis-Puls in der Abbildung fünffach vergrößert dargestellt ist. Zu diesem Zeitpunkt reichen die Rabifrequenzen nicht mehr für einen effizienten STIRAP-Prozess aus. Das System wird in eine Überlagerung aller drei Zustände überführt. Durch die Reduktion des Kopplungs-Pulses wird jedoch ins-

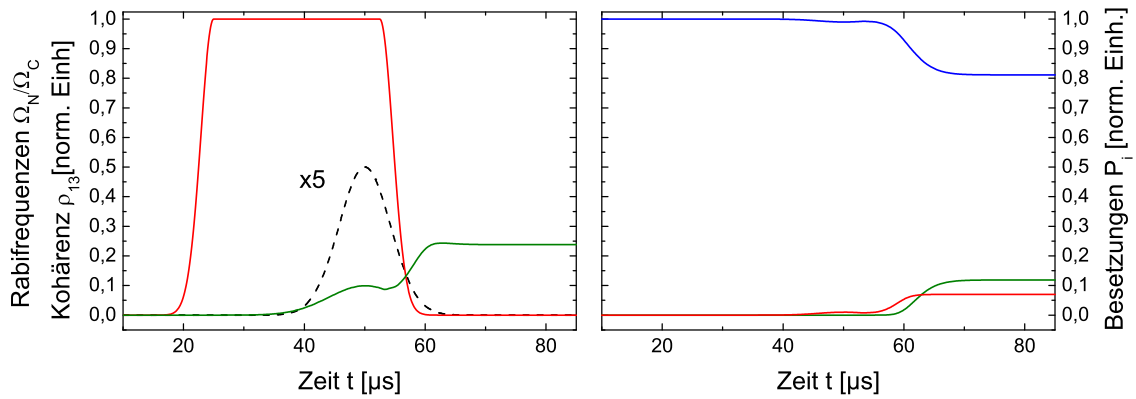


Abbildung 6.23: Links: Simulation der Grundzustandskohärenz ρ_{13} (grüne Linie) bei der Lichtspeicherung in einem Dreiniveausystem ohne Zerfälle. Die Pulsformen von Kopplungs- und Nachweis-Puls sind als rote, bzw. als schwarze, gestrichelte Linie dargestellt. Der Nachweis-Puls wurde fünffach vergrößert. Rechts: Simulation der Besetzungsverläufe für die links gezeigten Pulsformen. Die maximale Rabifrequenz des Kopplungs-Puls beträgt etwa $\Omega_K = 2\pi \times 750 \text{ kHz}$, die des Nachweis-Pulses ist um einen Faktor 10 geringer ($\Omega_N = 0,1 \cdot \Omega_K$). Die Flanke des Kopplungs-Pulses fällt um einen Faktor 5 schneller ab, als die des Nachweis-Pulses

gesamt mehr Kohärenz erzeugt als bei gleichmäßig abfallenden Flanken. Die Grundzustandskohärenz nach Ende der Wechselwirkung beträgt etwa $\rho_{13} = 0,23$. Dies erklärt die stets im Experiment auftretende steile Flanke.

In der letzten Simulation werden verschiedene weitere Gaußpulse nach dem Kopplungs-Puls eingefügt, um die Situation im Experiment (siehe Abbildung 6.21) zu imitieren. Abbildung 6.24 zeigt exemplarisch eine Pulsfolge mit einem nachlaufenden Puls. Die Rabifrequenz des nachlaufenden Pulses beträgt etwa ein Viertel der Rabifrequenz des Kopplungs-Pulses. Man erkennt wie zuvor die zwei Anstiege der Grundzustandskohärenz am Anfang des Nachweis-Pulses und am Ende des Kopplungs-Pulses. Zusätzlich ist zur Zeit des nachlaufenden Pulses eine schnelle Oszillation der Kohärenz zu beobachten, die auf einem höheren Wert endet. Die Kohärenz am Ende der Wechselwirkung beträgt etwa $\rho_{13} = 0,37$. Auch die Besetzungen zeigen zunächst ein ähnliches Verhalten wie in der Simulation zuvor. Auch hier sind schnelle Oszillationen zur Zeit des nachlaufenden Pulses zu beobachten. Auffällig ist, dass sich die Besetzungsverteilung durch die Oszillationen charakteristisch ändert. Zuvor befindet sich das System in einer Überlagerung aller drei Zustände. Danach ist die Besetzung ausschließlich auf die beiden Grundzustände verteilt. Die Besetzung von Zustand $|1\rangle$ wird überhaupt nicht beeinflusst.

Der Einfluss des nachlaufenden Pulses ist auf Rabioszillationen zurückzuführen. Durch die steil abfallende Flanke des Kopplungs-Pulses wird das System in eine Überlagerung aller drei Zustände überführt. Der nachlaufende Puls koppelt nun die Zustände $|2\rangle$ und $|3\rangle$. Unter Vernachlässigung der Kopplungen an den Zustand $|1\rangle$ bilden diese beiden dann ein kohärent gekoppeltes Zweiniveausystem. Bei geeigneter Pulsfläche überführt der Puls dieses vollständig in Zustand $|3\rangle$. In

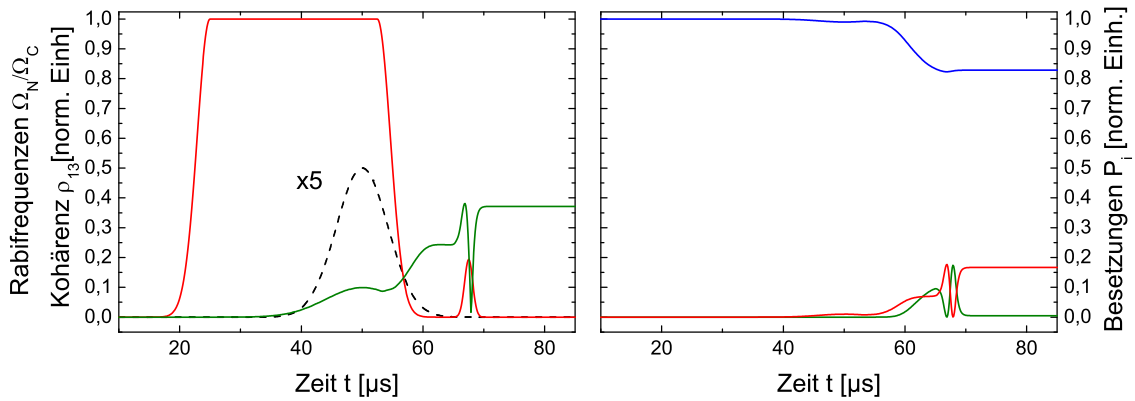


Abbildung 6.24: Links: Simulation der Grundzustandskohärenz ρ_{13} (grüne Linie) bei der Lichtspeicherung in einem Dreiniveausystem ohne Zerfälle. Die Pulsformen von Kopplungs- und Nachweis-Puls sind als rote, bzw. als schwarze, gestrichelte Linie dargestellt. Der Nachweis-Puls wurde fünffach vergrößert. Rechts: Simulation der Besetzungsverläufe für die links gezeigten Pulsformen. Die maximale Rabifrequenz des Kopplungs-Puls beträgt etwa $\Omega_K = 2\pi \times 750 \text{ kHz}$, die des Nachweis-Pulses ist um einen Faktor 10 geringer ($\Omega_N = 0,1 \cdot \Omega_K$). Die Flanke des Kopplungs-Pulses fällt um einen Faktor 5 schneller ab, als die des Nachweis-Pulses. Nach dem Kopplungs-Puls folgt ein gaußförmiger Puls der gleichen Frequenz mit einer zeitlichen Halbwertsbreite von $2 \mu\text{s}$. Seine maximale Rabifrequenz beträgt etwa $0,2 \cdot \Omega_K$.

der Abbildung ist ein nachlaufender Puls der Pulsfläche $A \approx 3\pi$ dargestellt. Die Wechselwirkung dieses Pulses mit dem System hängt stark von dessen Intensität und Frequenz ab. Daher ist auch die durch den Puls erzeugte Kohärenz nicht stabil. Für eine exakte Untersuchung dieser Pulse müssen Propagationseffekte berücksichtigt werden. Beispielsweise geht aus Abbildung 6.21 hervor, dass sich die Form des Nachweis-Pulses der Flanke des Kopplung-Pulses anpasst. Zur Zeit wird an Simulationen gearbeitet, die solche Effekte berücksichtigen können. Dennoch wird gezeigt, dass die beobachteten kleinen Pulse nach Ende des eigentlichen Kopplungs-Pulses einen Einfluss auf das System haben können. Die Steigerung der Kohärenz um einen Faktor 4, wie in den Simulationen, konnte wahrscheinlich wegen Rauschen der experimentellen Parameter, sowie einer nicht homogenen Verteilung der Kohärenz im Medium nicht beobachtet werden.

Abschließend wurde auch die Untersuchung der ansteigenden Flanke des Auslese-Pulses mit der erhöhten optischen Dichte wiederholt. Hierzu werden die ersten $10 \mu\text{s}$ des Auslese-Pulses mit 10 Stützstellen optimiert. Für den Kontroll-Puls wurde die in der letzten Messung ermittelte Pulsform beibehalten.

Abbildung 6.25 zeigt den Kopplungs- und Auslese-Puls als rote Linie, sowie den transmittierten Nachweis- und Signal-Puls als durchgezogene, blaue Linie. Die gestrichelte blaue Linie zeigt den Nachweis-Puls vor dem Durchgang durch das Medium. Die Flanke des Auslese-Pulses steigt so schnell an, wie es die Anzahl der Stützstellen zulässt. Im hinteren Teil des optimierten Bereich sind Oszillationen zu erkennen. Zu diesem Zeitpunkt ist jedoch die Intensität des Signal-Pulses vernachlässigbar, wodurch diese Oszillationen keinen Einfluss auf die Speichereffizienz

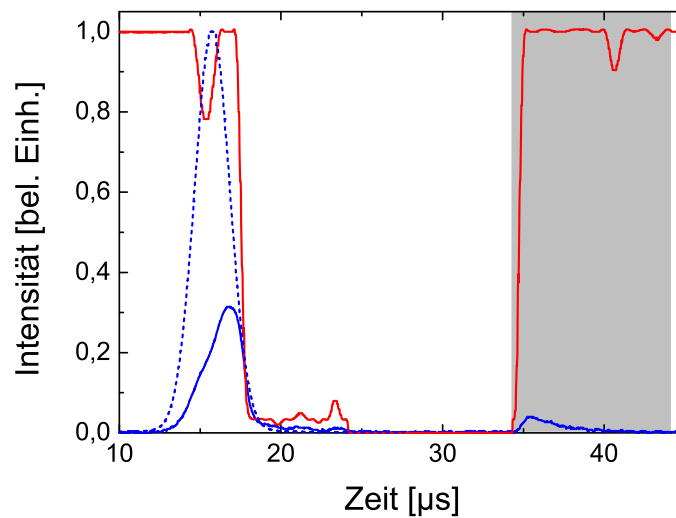


Abbildung 6.25: Experiment zur Optimierung des Auslese-Pulses mit dem Kopplungs-Puls aus Abbildung 6.21 (rote Linien). Die blaue, gestrichelte Linie stellt den Nachweis-Puls dar. Die durchgezogene Linie zeigt den transmittierten Anteil des Nachweis-Pulses, sowie den Signal-Puls. Der optimierte Bereich ist grau hinterlegt.

haben. Insgesamt wurde die Speichereffizienz gegenüber dem letzten Experiment nicht erhöht.

Dieser experimentelle Befund deckt sich mit dem Ergebnis aus Abschnitt 6.5. Auch hier erweist sich die steile Flanke als optimal, da so schnellstmöglich gute EIT-Bedingungen für den Signal-Puls geschaffen werden. Somit hat die erhöhte optische Dichte keinen Effekt auf die optimale Form des Auslese-Pulses.

6.8 Speichereffizienz in Abhängigkeit des Nachweis-Pulses

Im folgenden Abschnitt wird die Effizienz der Lichtspeicherung in Abhängigkeit der Pulsdauer des Nachweis-Pulses untersucht. Der Einfluss der Pulsdauer wurde bereits theoretisch in Kapitel 3 diskutiert.

Zunächst wird eine geringe Gruppengeschwindigkeit benötigt, um den zu speichernden Puls räumlich zu komprimieren. Dies wird bei kleinen Rabifrequenzen des Kopplungs-Pulses erreicht. Gleichzeitig muss jedoch die spektrale Breite des EIT-Einbruchs größer sein, als die des Nachweis-Pulses. Die spektrale Breite, in der die Lichtspeicherung effizient funktioniert, hängt wiederum quadratisch von der Rabifrequenz des Kopplungs-Pulses ab (siehe Abschnitt 3.3). Beide Kriterien lassen sich daher nur bei sehr hohen optischen Dichten erfüllen. Bei endlichen optischen Dichten stellt sich für eine bestimmte Pulslänge ein Maximum der Effizienz ein.

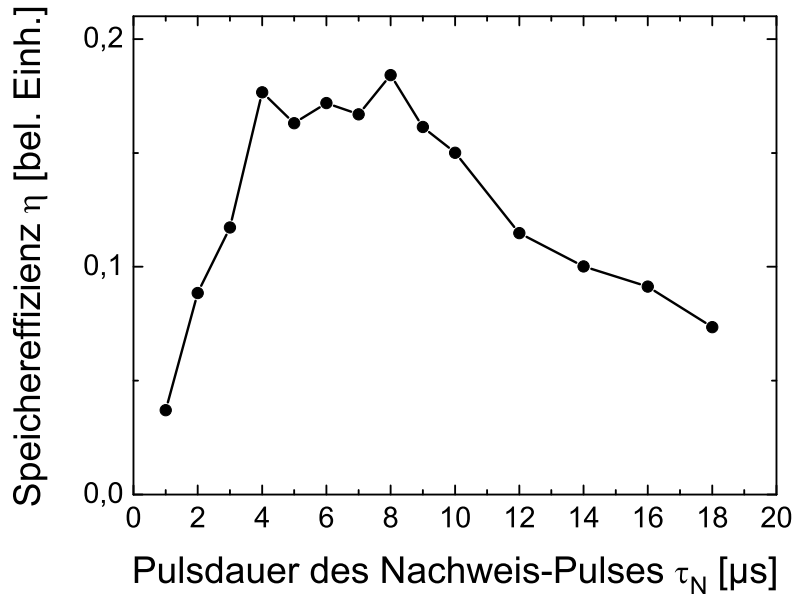


Abbildung 6.26: Speichereffizienz gegen Pulsdauer des Nachweis-Pulses

Bei der nachfolgenden Messung wird ein Lichtspeicherexperiment mit optimierter Präparationssequenz durchgeführt. Für Kopplungs-, Auslese- und Nachweis-Puls werden rechteckförmige Pulse verwendet. Hierbei wird die Dauer des Nachweis-Pulses τ_N verändert. Für jede Pulsdauer wird die Speichereffizienz $\eta = E_S/E_N$ als Verhältnis der Pulsenergien von Nachweis- und Signal-Puls aufgenommen.

In Abbildung 6.26 ist die Speichereffizienz η gegen die Pulsdauer τ_N aufgetragen. Die Pulsdauer wurde im Bereich zwischen $1\mu\text{s}$ und $18\mu\text{s}$ variiert. Man erkennt zunächst einen Anstieg der Speichereffizienz für wachsende Pulsdauern. Danach folgt zwischen $\tau = 4\mu\text{s}$ und $\tau_N = 8\mu\text{s}$ ein Bereich konstanter Effizienz. Hier-nach fällt die Speichereffizienz wieder langsam zu wachsenden Pulsdauern ab. Die spektrale Breite des Nachweis-Pulses ist invers proportional zu seiner Puls-länge. Daher übersteigt die spektrale Breite des Pulses für zu kleine Pulsdauern die des EIT-Einbruchs. Eine effiziente Speicherung findet nicht mehr statt. Bei zu großen Pulsdauern ist die Verzögerung des Nachweis-Pulses zu klein. Somit passt er räumlich nicht mehr in das Medium. Daher sinkt die Speichereffizienz auch für zu große Pulsdauern ab. Im mittleren Bereich stellt sich wie erwartet ein Gleich-gewicht zwischen beiden Effekten ein, die Speichereffizienz nimmt ein Maximum an.

Kapitel 7

Logische Operationen in Pr:YSO

7.1 Einführung

In diesem Teil der Arbeit soll eine adiabatisch-optische Realisierung logischer Gatter in einem Pr:YSO Kristall demonstriert werden. Hierzu werden STIRAP und b-STIRAP genutzt [2]. Zunächst wird die Anwendung beider Prozesse in Folge demonstriert und hieran prinzipielle Eigenschaften des zyklischen Besetzungstransfers durch STIRAP/b-STIRAP gezeigt. Aus dem zyklischen Transfer kann bereits ein grundlegendes Gatter, das exklusive ODER („XOR“) abgeleitet werden. Wichtig für die spätere Anwendung ist vor allem die Effizienz und Wiederholbarkeit der Operationen. Daher wird im Folgenden eine zyklische Operation des XOR Gatters untersucht. Schließlich wird die Realisierung eines Halbaddierers als Beispiel für ein komplexeres logisches Gatter gezeigt. Hiermit wird gemeinsam mit der im vorigen Kapitel demonstrierten adiabatischen Lichtspeicherung die Möglichkeit zur klassischen optischen Datenverarbeitung auf der Basis von adiabatischen Prozessen vervollständigt.

Die moderne Informationsverarbeitung basiert auf einer zweiwertigen (binären) Darstellung von Daten. Vor allem in der elektronischen Datenverarbeitung ist eine binäre Darstellung von Werten günstig, da die Detektion von Spannungen einfach zu realisieren ist. Die Verarbeitung solcher binären Daten geschieht auf Basis einer zweiwertigen boole'schen Algebra. Diese besteht aus den Elementen 0 und 1 mit den Verknüpfungen \wedge und \vee . Werden die Werte 0 und 1 mit Wahrheitsaussagen identifiziert, so wird die Verbindung zur binären Logik ersichtlich. Die Operatoren entsprechen den logischen Verknüpfungen „UND“ bzw. „ODER“.

$$a \wedge b, \quad a \vee b \quad (7.1)$$

Die Negation wird dargestellt als:

$$\neg a. \quad (7.2)$$

Weiterhin ist die boole'sche Algebra idempotent

$$a \wedge a = a \vee a = a. \quad (7.3)$$

Man nennt diese Operationen auch Gatter. Aus den elementaren Operationen können komplexere logische Funktionen und Rechenoperationen gebildet werden.

Hierauf basiert die moderne elektronische Datenverarbeitung. Aufgrund der de-Morgan'schen Regeln:

$$\neg(a \wedge b) = \neg a \vee \neg b \quad (7.4)$$

$$\neg(a \vee b) = \neg a \wedge \neg b \quad (7.5)$$

kann die Anzahl der notwendigen Verknüpfungen weiter reduziert werden, so dass eine zweiwertige Operation und die Negation zur Darstellung aller logischen Verknüpfungen genügen. In der Elektronik werden häufig die Elemente „NAND“ ($\neg(a \wedge b)$) oder „NOR“ ($\neg(a \vee b)$) verwendet, da sie einfach herzustellen sind [61].

Die Verwendung von STIRAP und b-STIRAP wurde von Remacle et al. [21] zum Bau eines Addiergliedes vorgeschlagen. Diese Arbeit geht von einem Dreiniveausystem aus, das nah-resonant mit Pulspaaren aus Pump- und Stokes-Puls (i.F. SP-Pulse) gekoppelt wird. Diese Situation ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Befindet sich das System in Zustand $|1\rangle$, so wird es durch einen SP-Puls in den Zustand $|3\rangle$ überführt. Analog überführt ein weiterer SP-Puls das System zurück in den Zustand $|1\rangle$. Dieser Übergang findet jedoch durch einen b-STIRAP Prozess statt. Hierdurch wird der Zwischenzustand kurzzeitig besetzt und es kommt zu Fluoreszenz aus diesem Zustand. Zur Verwendung als Addierer werden nun die Zustände

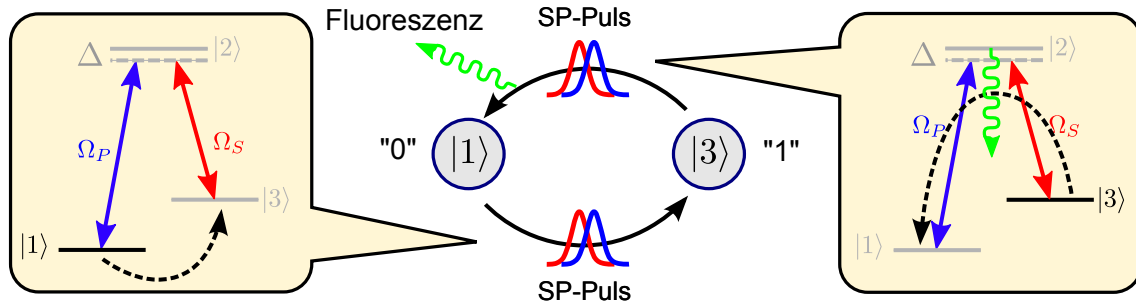


Abbildung 7.1: Veranschaulichung des Logikschemas aus [21] für ein Dreiniveausystem.

des Systems $|1\rangle$ und $|3\rangle$ mit den logischen Werten „0“ und „1“ identifiziert, wie in der Abbildung angegeben. Sie bilden einen der Ausgänge des Addierers. Ein weiterer Ausgang ist das Auftreten von Fluoreszenz aus dem Zwischenzustand. Identifiziert man nun das Einstrahlen eines SP-Pulses zu einem gewissen Zeitpunkt mit dem logischen Eingangswert „1“ und das Ausbleiben eines SP-Pulses mit dem Eingangswert „0“, so ergibt sich die Wahrheitstabelle 7.1. Die Werte für die beiden rechten Spalten in der Tabelle stimmen mit den Ausgängen eines Halbaddierers überein. Hierzu muss das Auftreten von Fluoreszenz mit dem Ausgang „Übertrag“ (engl. *carry*) und der Systemzustand mit dem Ausgang „Summe“ (engl. *sum*) identifiziert werden. Die Kombination beider Ausgänge ergibt die binäre Darstellung der Summe der beiden Eingänge.

Bisher wurden in der Gruppe von Stefan Kröll in Lund (Schweden) einige grundlegende Gatter in Pr:YSO demonstriert. Ein Beispiel ist das kontrollierte NICHT (cNOT) Gatter [23]. Dieses Gatter ist für die Quanteninformationsverarbeitung

SP-Puls 1	SP-Puls 2	Fluoreszenz	Systemzustand
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	0	1
1	1	1	0
Eingang 1	Eingang 2	Übertrag	Summe

Tabelle 7.1: Wahrheitstabelle für einen Halbaddierer.

von Bedeutung [62–64]. Außerdem konnte die Präparation und Charakterisierung einzelner Qubits in der Gruppe von Matthew Sellars in Canberra (Australien), sowie später in Lund gezeigt werden [65, 66].

Durch die lange Lebensdauer des angeregten Zustandes eignet sich Pr:YSO gut für die Implementierung des Logikschemas aus [21]. Auch die erforderlichen adiabatischen Prozesse wurden in dieser Arbeitsgruppe vor kurzem erfolgreich in Pr:YSO implementiert [16].

7.2 Zyklischer Besetzungstransfer durch STIRAP/b-STIRAP

Zunächst wird im Absorptionsspektrum des Kristalls durch die Standardpräparationssequenz aus Abschnitt 5.3 eine *spectral pit* erzeugt. Es ergibt sich ein breiter Bereich hoher Transparenz. Ein Rückpräparationspuls wird nicht verwendet. Abbildung 7.2 stellt die relevanten Zustände in den präparierten Ionen, sowie das resultierende Absorptionsspektrum dar. Die Frequenzen von Pump- und Stokes-Puls sind im Absorptionsspektrum farbig markiert.

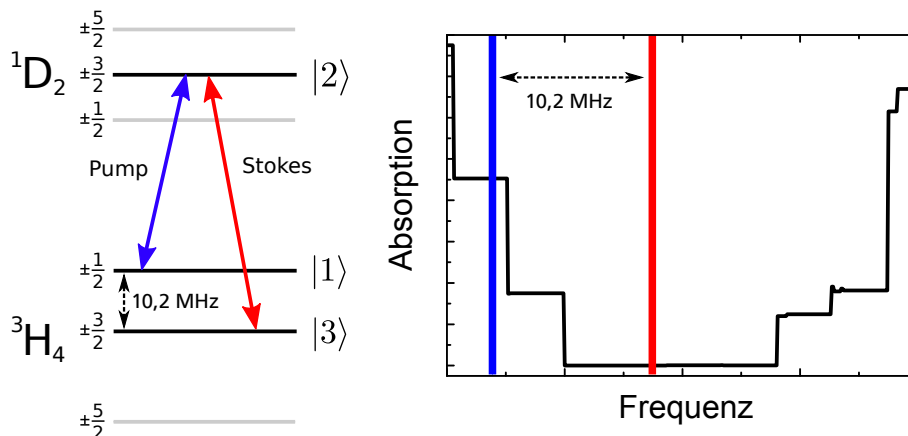


Abbildung 7.2: Links: Zustände im präparierten Lambda-System. Rechts: Illustration der Frequenzen von Pump- und Stokes-Puls im Absorptionsspektrum.

Aufgrund der Präparation befinden sich einige Ionen vollständig im Grundzustand $|^3H_4, \pm \frac{1}{2}\rangle$. Die Absorptionsfrequenz des Übergangs in einen der angeregten Zustän-

de $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle \leftrightarrow |^1D_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$ in diesen Ionen befindet sich im linken Rand der *spectral pit*, während die Absorptionsfrequenz des Übergangs $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle \leftrightarrow |^1D_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$ innerhalb der *spectral pit* liegt. Dieser Übergang ist aufgrund der Präparation unbesetzt. Die genannten drei Zustände werden daher im Folgenden mit den Zuständen $|1\rangle$, $|2\rangle$ und $|3\rangle$ identifiziert. Sie formen das für STIRAP benötigte Λ -System. Zur besseren Übersicht werden in diesem Kapitel die Frequenzen aller Pulse relativ zur Frequenz des Stokesübergangs $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ angegeben. Der Pumpübergang $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ befindet sich aufgrund des Abstandes der Hyperfeinniveaus bei einer Frequenz von $\nu_{\text{rel}} = -10,2 \text{ MHz}$.

Nach einer Wartezeit von $500 \mu\text{s}$ nach der Präparation folgen die Pulspaare, im Folgenden als SP-Pulse bezeichnet. Die Pulse haben einen nahezu gaußförmigen Intensitätsverlauf mit einer Pulsdauer von $20 \mu\text{s}$. Die Spitzenintensitäten der SP-Pulse sind 92 W/cm^2 bzw. 185 W/cm^2 . Hierdurch ergeben sich Rabi-Frequenzen für die entsprechenden Übergänge von $\Omega_p \approx 2\pi \times 680 \text{ kHz}$ und $\Omega_s \approx 2\pi \times 1,1 \text{ MHz}$. Somit erfüllen beide die Bedingung $\Omega\tau \gg 1$.

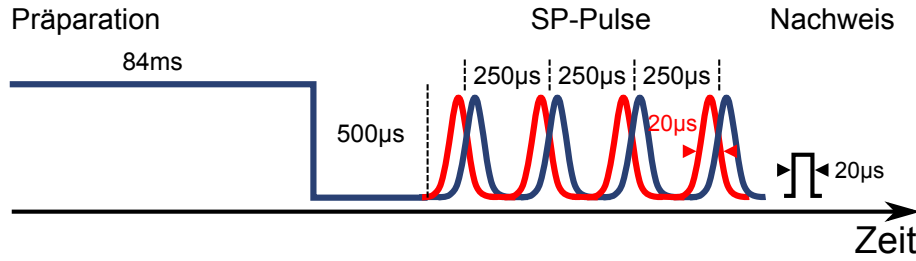


Abbildung 7.3: Darstellung der Pulssequenz für zyklischen Transfer durch STIRAP/b-STIRAP.

Zwischen den SP-Pulsen werden Pausen von je $250 \mu\text{s}$ eingefügt. Als Nachweis-Puls dient ein rechteckförmiger Laserpuls der Pulsdauer $20 \mu\text{s}$ mit einer Spitzenintensität von etwa $0,1 \text{ W/cm}^2$. Dieser Puls ist so schwach gewählt, dass er die Besetzung der Zustände nicht beeinflusst. Der gesamte experimentelle Ablauf ist in Abbildung 7.3 dargestellt.

Abbildung 7.4 zeigt das Absorptionsspektrum des Mediums in einem Bereich von -16 MHz bis $+28 \text{ MHz}$ um die Frequenz des Übergangs $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ zu zwei verschiedenen Zeitpunkten im Experiment. Aufgetragen ist der absolute Absorptionskoeffizient des Mediums α gegen die relative Verstimmung des Nachweis-Pulses $\Delta\nu_N$. Die gezeigten Datenpunkte sind die Mittelwerte über 20 Einzelmessungen. Die schwarzen Punkte stellen das Absorptionsspektrum $500 \mu\text{s}$ nach der Präparationssequenz und unmittelbar vor dem ersten SP-Puls dar. Die Struktur ähnelt der *spectral pit* aus den Experimenten zur Lichtspeicherung. Zu erkennen ist ein breiter Bereich maximaler Transmission. Im linken Bildteil fällt die Absorption in drei Stufen von hoher Absorption ($\alpha \approx 16 \text{ cm}^{-1}$) auf Null. Die Frequenz des Pumpübergangs befindet sich in der mittleren Stufe bei $\Delta\nu_N = -10,2 \text{ MHz}$. Die Frequenz des Stokesübergangs liegt im Bereich niedriger Absorption bei $\Delta\nu_N = 0 \text{ MHz}$. Somit ist der Zielzustand $|2\rangle$ nach der Präparation unbesetzt. Die roten Datenpunkte stellen das Absorptionsspektrum $200 \mu\text{s}$ nach dem ersten SP-Puls dar. Die

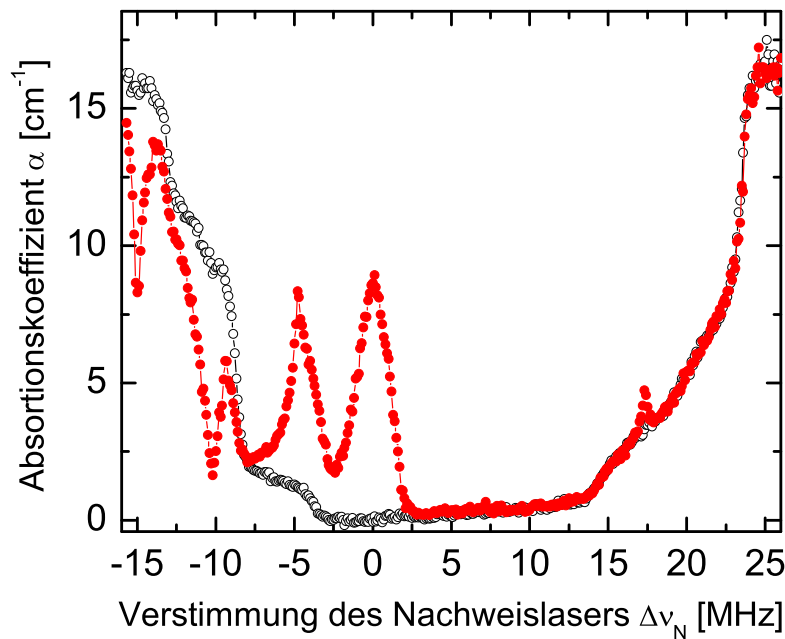


Abbildung 7.4: Schwarze Kurve: Absorptionsspektrum nach der Standardpräparationssequenz. Rote Kurve: nach einem SP-Pulspaar.

Verzögerung des Stokes-Pulses wird relativ zum Pump-Puls mit $\Delta t_s = -12 \mu\text{s}$ gewählt. Die Pulse durchlaufen das Medium also in anti-intuitiver Reihenfolge. Zu erkennen sind zwei prominente Absorptionsmaxima bei den Frequenzen $\Delta\nu_N = 0 \text{ MHz}$ und $\Delta\nu_N = -4,6 \text{ MHz}$. Das rechte der beiden starken Maxima befindet sich bei der Frequenz des Stokesübergangs. Das Maximum hat eine volle Halbwertsbreite von ungefähr $2,4 \text{ MHz}$. Folglich wird in einem breiten Bereich Besetzung in den Zielzustand $|3\rangle$ transferiert. Das zweite Maximum hat eine volle Halbwertsbreite von etwa 2 MHz . Der Frequenzunterschied zum ersten Maximum von $\Delta\nu_N = -4,6 \text{ MHz}$ entspricht dem Abstand der beiden unteren angeregten Niveaus $|^1D_2, \pm\frac{1}{2}\rangle$ und $|^1D_2, \pm\frac{3}{2}\rangle$. Diese Absorptionslinie entsteht ebenfalls durch die Besetzung im Zielzustand, die jedoch über den energetisch tiefer liegenden Zustand $|^1D_2, \pm\frac{1}{2}\rangle$ nachgewiesen wird.

Weiterhin sind nach dem SP-Puls zwei Absorptionsminima bei den Frequenzen $\Delta\nu_N = -10,2 \text{ MHz}$ und $\Delta\nu_N = -15 \text{ MHz}$ entstanden. Das in der Abbildung rechts gelegene Minimum liegt bei der Frequenz des Pumpübergangs. Es wird eine Reduktion der Absorption um 80% beobachtet. Folglich wird Besetzung aus dem Ausgangszustand entfernt. Das zweite Absorptionsminimum hat einen Frequenzabstand von $\Delta\nu_N = -4,6 \text{ MHz}$ vom ersten. Hier wird, ebenso wie bei den beiden Maxima die Besetzungsänderung im Ausgangszustand über das angeregte Niveau $|^1D_2, \pm\frac{1}{2}\rangle$ detektiert.

Im Absorptionsspektrum nach dem SP-Puls tritt ein weiteres Maximum bei einer Frequenz von $\Delta\nu_N = +17,3 \text{ MHz}$ auf. Es ist deutlich schmaler als die anderen beiden. Anhand der vorliegenden Messung ist eine genaue Angabe der Breite nicht zuverlässig. Sie wird daher bei einer der späteren Messungen diskutiert. Dieses

Maximum entsteht durch eine Besetzung im Grundzustand $|^3H_4, \pm\frac{5}{2}\rangle$ von Ionen, in denen ein Lambda-System mit dem angeregten Zustand $|^1D_2, \pm\frac{5}{2}\rangle$ gefunden werden kann [28]. Aus den Zuständen $|^3H_4, \pm\frac{3}{2}\rangle$ und $|^3H_4, \pm\frac{1}{2}\rangle$ sind die Übergangsmomente in den angeregten Zustand jedoch wesentlich geringer, so dass kein effizienter Transfer durch STIRAP auftritt. Der Pump-Puls regt Besetzung in den Zustand $|^1D_2, \pm\frac{5}{2}\rangle$ an, von wo sie überwiegend in den niedrigsten Grundzustand $|^3H_4, \pm\frac{5}{2}\rangle$ zerfällt. Die relative Oszillatorstärke für den Übergang $|^3H_4, \pm\frac{5}{2}\rangle \leftrightarrow |^1D_2, \pm\frac{5}{2}\rangle$ ist besonders hoch, so dass das Maximum im Spektrum relativ hoch erscheint.

Um den Rücktransfer von Besetzung in den Ausgangszustand $|1\rangle$ zu zeigen, werden mehrere Absorptionsspektren im Bereich $\Delta\nu_N = -15$ MHz bis $\Delta\nu_N = +20$ MHz nach bis zu 4 SP-Pulsen aufgenommen. Zwischen den einzelnen Messungen wird der Nachweis-Puls um $250\mu s$ verzögert. Die Daten sind ebenfalls zwanzigfach gemittelt. In Abbildung 7.5 ist die absolute Absorptionsänderung $\Delta\alpha$ gegenüber dem Spektrum unmittelbar nach der Präparation gezeigt. Die schwarze Linie zeigt die Absorptionsänderung für den Fall nach einem SP-Puls, der auch in Abbildung 7.4 gezeigt ist. Sie dient zum Vergleich.

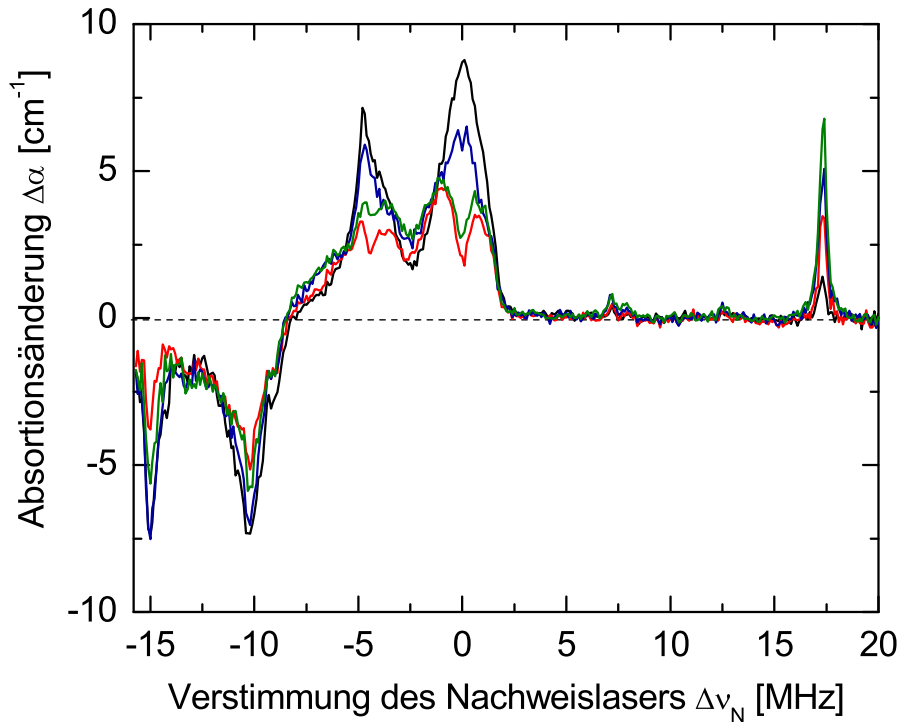


Abbildung 7.5: Absolute Absorptionsänderung im Vergleich zur *spectral pit* bei verschiedenen Anzahlen von SP-Pulsen

Die rote Linie zeigt die Absorptionsänderung nach dem zweiten SP-Puls. Man erkennt eine Reduktion der Absorption im Vergleich zur schwarzen Kurve bei den Frequenzen $\Delta\nu_N = 0$ MHz und $\Delta\nu_N = -4,6$ MHz. Folglich befindet sich nun weniger Besetzung im Zustand $|3\rangle$. Da die Reduktion nicht auf Null zurückgeht, muss geschlossen werden, dass der Rücktransfer unvollständig verläuft. Die Reduktion

der Absorption beträgt im Vergleich zur schwarzen Kurve 77%. Weiterhin werden die Flanken der Absorptionsmaxima nach einem SP-Puls nicht stark beeinflusst. Die Absorptionsänderung ist hier nur gering.

In den beiden Absorptionsminima bei $\Delta\nu_N = -10,2$ MHz und $\Delta\nu_N = -15$ MHz ist analog eine teilweise Wiederherstellung der Absorption zu beobachten. Diese ist in der Mitte der Absorptionsminima schwächer ausgeprägt, als in den Flanken. Offenbar bleibt während dem Prozess Besetzung im angeregten Zustand zurück. Dadurch erscheint die Absorption sowohl im Ausgangs- als auch im Zielzustand reduziert.

Die blaue Kurve zeigt die Absorptionsänderung nach drei SP-Pulsen. Wieder treten die zwei starken Absorptionsmaxima auf, wie auch nach einem SP-Puls. Folglich wird erneut Besetzung in den Zielzustand transferiert. Auffällig ist, dass das Maximum bei $\Delta\nu_N = 0$ MHz deutlich an Höhe verloren hat, während das Maximum bei $\Delta\nu_N = -4,6$ MHz beinahe vollständig wiederhergestellt wird. Auch dies kann durch verbliebene Besetzung im angeregten Zustand erklärt werden. Durch den unvollständigen Transfer beim vorigen SP-Puls befindet sich das System nicht in exakt einem Zustand. Daher wird das System wieder teilweise in den angeregten Zustand transferiert.

Weiterhin erkennt man bei einer Frequenz von $\Delta\nu_N = 0$ MHz einen kleinen Einbruch der Absorption in der blauen Kurve. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt, ist dieser systematisch und entsteht dadurch, dass b-STIRAP nur bei endlicher Verstimmung funktioniert.

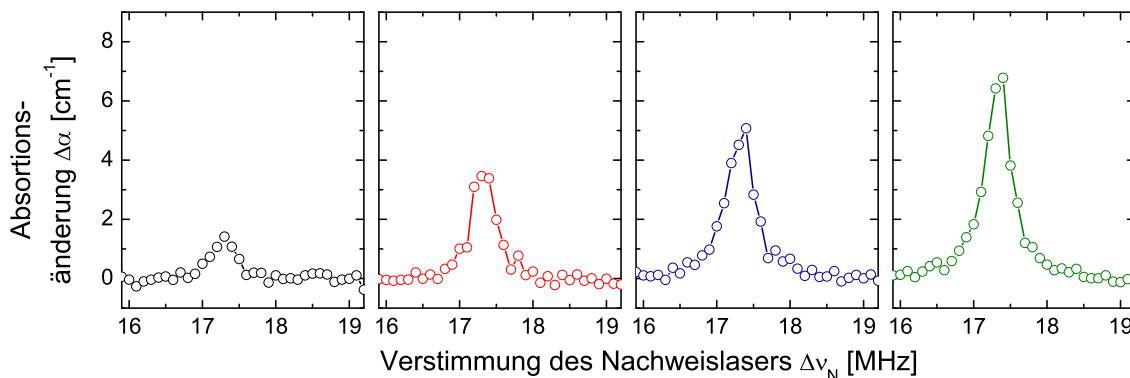


Abbildung 7.6: Darstellung des Absorptionsmaximums bei $\Delta\nu_N = 17,3$ MHz nach bis zu vier SP-Pulsen (aufsteigend von links nach rechts.)

Schließlich wird eine Messung nach vier SP-Pulsen durchgeführt. Die Absorptionsänderung hiernach wird von der grünen Kurve dargestellt. Sie zeigt qualitativ die gleichen Charakteristika wie die rote Kurve nach zwei SP-Pulsen. Man erkennt, dass die Transfereffizienz im Vergleich zur roten Kurve weiter gesunken ist. Dies liegt an Verlusten durch die temporäre Besetzung des Zwischenzustands.

Bei diesen Messungen wurde das Maximum bei $\Delta\nu_N = +17,3$ MHz bisher nicht diskutiert. Die Höhe dieses Maximums nimmt mit jedem SP-Puls stetig zu. Zur besseren Übersicht wird das Maximum für jede Messung gesondert in Abbildung

7.6 dargestellt. Gezeigt ist wie zuvor die Absorptionsänderung $\Delta\alpha$ gegen die Verstimmung des Nachweis-Pulses $\Delta\nu_N$. Die einzelnen Graphen zeigen das Spektrum um die Frequenz des entsprechenden Absorptionsmaximums für verschiedene Anzahlen von SP-Pulsen (aufsteigend von links nach rechts).

Das Maximum entsteht, wie oben bereits kurz erwähnt, durch optisches Pumpen des Pump-Pulses. Die Absorption tritt in Ionen auf, in denen ein Lambda-System mit dem Zustand $|^1D_2, \pm\frac{5}{2}\rangle$ als angeregtem Zustand gefunden werden kann. Die Entstehung dieses Maximums mit steigender Anzahl von Transferprozessen stellt einen Verlustkanal dar. Jedoch ist der Beitrag zur Absorption bei der Frequenz der anderen Maxima nur gering. Somit beeinträchtigt der Besetzungstransfer in diesen Ionen den zyklischen Transfer nicht wesentlich.

7.3 Einfluss der Pulsreihenfolge

Im folgenden Abschnitt wird untersucht, welchen Einfluss die Vertauschung der Pulsreihenfolge auf den Transfer hat. Die Verzögerung des Stokes-Pulses wird auf $\Delta t_s = +11\mu s$ eingestellt, so dass er das Medium nach dem Pump-Puls durchläuft. Durch diese intuitive Pulsreihenfolge treibt der erste SP-Puls einen b-STIRAP Prozess.

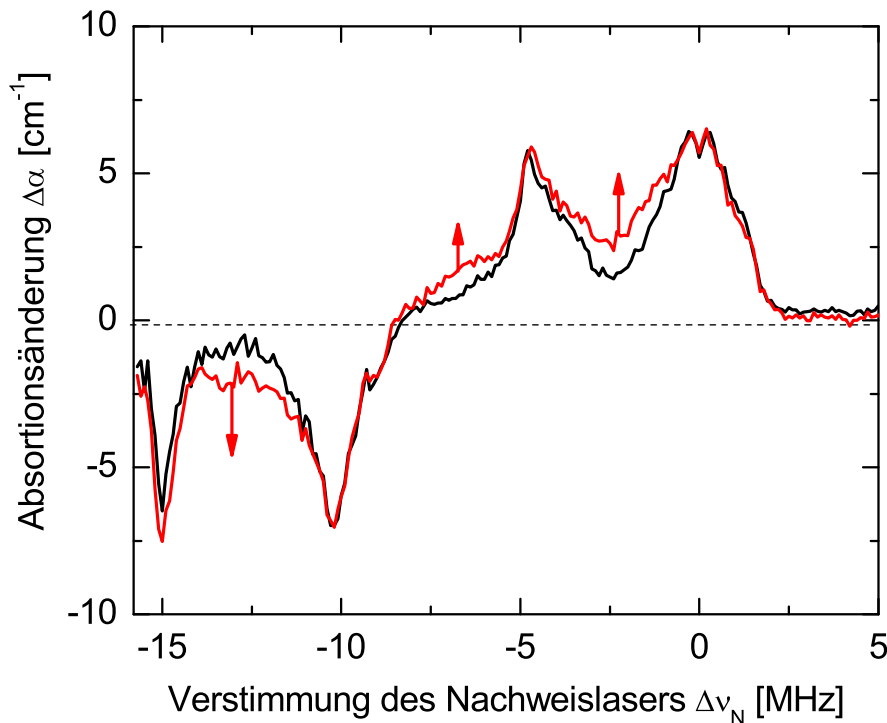


Abbildung 7.7: Schwarze Kurve: Absorptionsänderung nach einem SP-Pulspaar mit vertauschter Pulsreihenfolge („b-STIRAP Reihenfolge“). Rote Kurve: Absorptionsänderung nach drei SP-Pulsparen in der normalen Reihenfolge („STIRAP Reihenfolge“). Die roten Pfeile markieren die im Text diskutierten, auffälligen Unterschiede zwischen den Kurven

Die schwarze Kurve in Abbildung 7.7 zeigt die Absorptionsänderung $250\mu\text{s}$ nach dem SP-Puls in einem Bereich von -16MHz bis $+5\text{MHz}$ um die Frequenz des Übergangs $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Auch hier sind die zwei charakteristischen Maxima und die zwei zugehörigen Minima zu erkennen. Die Kurve weist außerdem die gleichen Charakteristika wie die blaue Kurve aus Abbildung 7.5 auf. So haben die beiden Maxima etwa die gleiche Höhe und bei $\Delta\nu_N = 0\text{MHz}$ ist ein schwacher Einbruch der Absorption zu erkennen.

Zum Vergleich wird dem Diagramm die Messkurve nach drei SP-Pulsen aus Abbildung 7.5 hinzugefügt (rot). Bei dieser wird die Besetzung drei mal zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|3\rangle$ transferiert; zwei Mal davon durch STIRAP, einmal durch b-STIRAP. Es ist bemerkenswert, dass die Kurven besonders im Bereich der Absorptionsmaxima und -minima im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Jeweils links der Maxima liegt die rote Kurve jedoch signifikant über der schwarzen. Entsprechend liegt die Kurve links des Minimums bei $-10,2\text{MHz}$ tiefer. Aus der guten Übereinstimmung der Kurven folgt, dass die zwei zusätzlichen STIRAP Prozesse im Falle der roten Kurve die Menge der transferierten Besetzung nicht reduzieren. Insbesondere die Höhe der Absorptionsmaxima ist nach drei Transferprozessen gleich der Höhe nach lediglich einem Transfer durch b-STIRAP. Daraus folgt, dass die Effizienz von STIRAP im Bereich von 100% liegt, da die Absorption nach dem Experiment offensichtlich unabhängig von der Anzahl der Transfers durch STIRAP ist.

Die Abweichung im Bereich links der Maxima lässt sich wie folgt erklären: Aufgrund der endlichen Rabi-Frequenzen der SP-Pulse nimmt die Transfereffizienz mit der Verstimmung ab. Somit wird durch die SP-Pulse nur ein Bruchteil der Besetzung in den Zielzustand transferiert. Deshalb findet jeder weitere SP-Puls ein System vor, das sich überwiegend in Zustand $|1\rangle$ befindet. Damit findet aber auch der Besetzungstransfer jeweils in die gleiche Richtung statt. Das System nähert sich einem Gleichgewicht an. Da im Falle der roten Kurve insgesamt mehr Transferprozesse stattgefunden haben, ist dieser Vorgang weiter fortgeschritten. Entsprechend befindet sich bei großer Verstimmung von der Resonanz mehr Besetzung im Zielzustand und weniger im Ausgangszustand.

Im Frequenzbereich rechts der Maxima lässt sich keine Erhöhung der Absorption durch den soeben beschriebenen Effekt feststellen. Dies ist ein Effekt des vorliegenden Mehrniveausystems und wird im folgenden Abschnitt durch Simulationen belegt. Aufgrund der drei angeregten Zustände kommt es zur destruktiven Interferenz zweier Anregungspfade, wenn sich die Verstimmung im Bereich des halben Frequenzabstandes der angeregten Niveaus befindet. Da der Abstand der relevanten angeregten Niveaus $\Delta\nu = 4,6\text{MHz}$ beträgt, tritt der Effekt bei Verstimmungen um $\Delta\nu_N = 2,3\text{MHz}$ auf. Für größere Verstimmungen ist zwar wieder kohärenter Transfer möglich, dort ist der Ausgangszustand in den entsprechenden Ionen aufgrund der Präparation aber unbesetzt. Somit wird auch partieller Transfer von Besetzung durch STIRAP bei großen Verstimmungen unterbunden.

7.4 Simulation des zyklischen Besetzungstrfers

Um die prinzipiellen Eigenschaften des zyklischen Besetzungstrfers zu verstehen, wird der Prozess numerisch simuliert. Die Methode der Simulation beruht auf numerischer Lsung der Liouville/von-Neumann Gleichung fr ein System aus sechs Zustnden und ist eine Modifikation einer Simulation von J. Klein [28]. Bercksichtigt werden spontane Zerfllle aus den angeregten Zustnden, sowie Zerfllle der Kohärenz auf den optischen und den Hyperfeinübergängen. Der Zerfall der Hyperfeinübergänge wird vernachlässigt, da die Zeitskala hierfür im Bereich mehrerer Minuten liegt (siehe Kapitel 2). Unterschiede zum reinen Dreiniveausystem entstehen vor allem durch das weitere angeregte Niveau $|^1D_2, \pm\frac{1}{2}\rangle$. Für Einphotonenverstimmungen von etwa $\Delta\nu_p = -2,3 \text{ MHz}$ tritt hier destruktive Interferenz auf, so dass Besetzungstrfer für diese Verstimmung unterbunden wird. Weiterhin treten in dem System Starkverschiebungen auf, die Besetzungstrfer für positive Einphotonenverstimmungen bevorzugen. Zu beachten ist, dass positive Einphotonenverstimmungen im experimentellen Spektrum bei negativen Nachweisverstimmungen auftreten.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Simulation aus [28] auf mehrfache Anwendung von STRAP und b-STIRAP erweitert. Abbildung 7.8 zeigt die Besetzung im Zielzustand $|3\rangle$ in Abhängigkeit von der Einphotonenverstimmung $\Delta = \Delta_p$ und der Zweiphotonenverstimmung $\delta = \Delta_p - \Delta_s$. Die rechte Spalte zeigt hierbei die Besetzung für negative Verzögerung des Stokes-Pulses ($\Delta t_s = -20 \mu\text{s}$), also für SP-Pulse in STIRAP Reihenfolge. Die rechte Spalte zeigt die Besetzung für die b-STIRAP Reihenfolge der Pulse ($\Delta t_s = +20 \mu\text{s}$). Die obere Reihe zeigt die Besetzung nach je einem SP-Puls, die untere Reihe zeigt die Besetzung nach zwei SP-Pulsen.

Der Fall für einen SP-Puls in STIRAP-Reihenfolge (oben links) zeigt einen breiten Bereich hohen Transfers. In diesem Bereich um den Nullpunkt der Ein- und Zweiphotonenverstimmung ist die Transfereffizienz Eins. Für negative Einphotonenverstimmungen ist die Transfereffizienz reduziert und reagiert kritischer auf Zweiphotonenverstimmungen. Bei einer Einphotonenverstimmung von etwa $\Delta = -2,3 \text{ MHz}$ ist der Transfer vollständig unterbunden. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Untersuchungen aus [28].

Für die b-STIRAP Reihenfolge der Pulse (oben rechts) ergibt sich prinzipiell die gleiche Abhängigkeit des Transfers von den Verstimmungen. Auffällig ist, dass der Transfer für einen Bereich in der Mitte des Bildes stark reduziert ist. In Kapitel 3 wurde diskutiert, dass b-STIRAP bei $\Delta = 0$ nicht funktioniert. Die Simulationen zeigen jedoch eine weitere Grenze für adiabatischen Transfer. Der Bereich, in dem kein effizienter Transfer auftritt, wird begrenzt von den Geraden $\Delta = 0$ und $\Delta = -\delta$. Aufgrund der Wahl von δ sind diese Bedingungen gleichbedeutend mit $\Delta_p = 0$ und $\Delta_s = 0$. Der Transfer wird also offenbar unterbunden wenn sich beide Laser auf unterschiedlichen Seiten der Resonanz befinden. Bei Verstimmungen mit gleichem Vorzeichen findet wieder adiabatischer Transfer statt. Die Ursache für diesen Bereich ist noch nicht vollständig geklärt. Untersuchungen in einem reinen

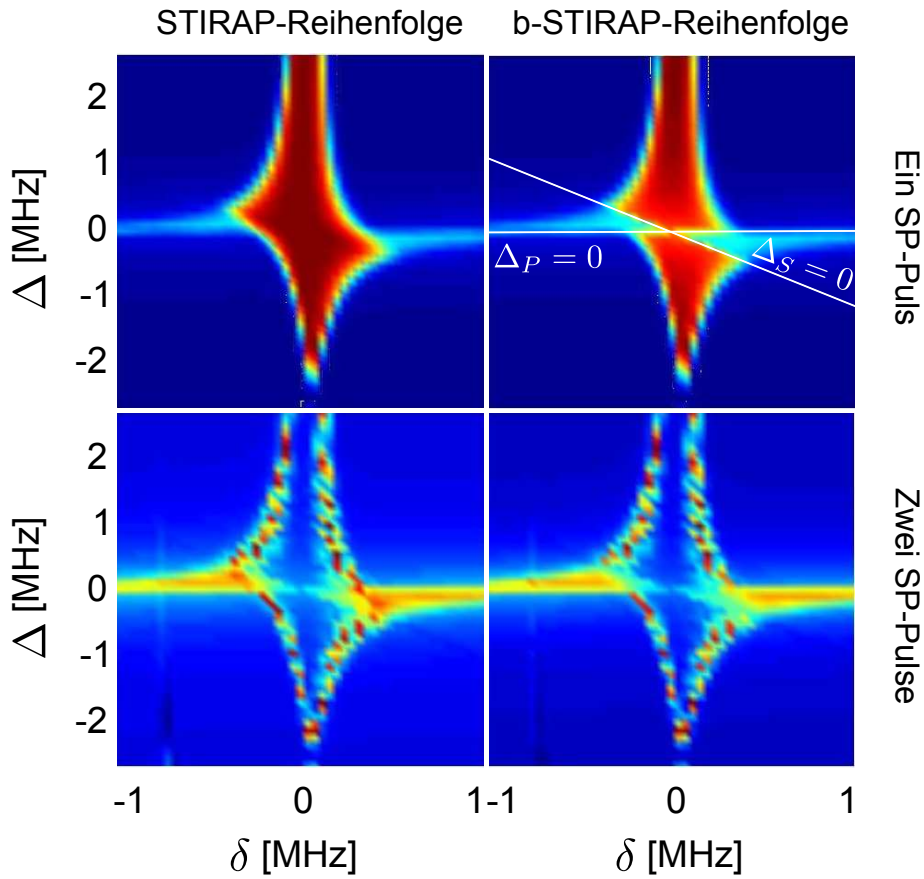


Abbildung 7.8: Simulation der Besetzung im Zustand $|3\rangle$ in Abhängigkeit von der Einphotonenverstimmung Δ und der Zweiphotonenverstimmung δ . Obere Reihe: Besetzung in $|3\rangle$ nach einem SP-Pulspaar. Untere Reihe: Besetzung in $|3\rangle$ nach zwei SP-Pulspaaren. Linke Spalte: Besetzung für eine Stokes-Pulsverzögerung von $\Delta t_S = -20 \mu\text{s}$ (STIRAP-Reihenfolge). Rechte Spalte: Besetzung für eine Stokes-Pulsverzögerung von $\Delta t_S = +20 \mu\text{s}$ (b-STIRAP Reihenfolge).

Dreineiveausystem legen jedoch die Existenz eines weiteren adiabatischen Prozesses nahe, der eng mit b-STIRAP verwandt ist und Besetzung in den angeregten Zustand überführt (siehe Abschnitt 7.5). Für die hier durchgeführten Experimente bedeutet dies lediglich eine Korrektur der Bedingungen für effizienten Transfer durch b-STIRAP. Weiterhin erkennt man eine Reduktion des Transfers im Vergleich zu STIRAP für zu kleine Einphotonenverstimmungen. Für zyklischen Transfer sollte daher eine Verstimmung in der Größenordnung der Rabi-Frequenz gewählt werden.

Die Ergebnisse für zwei SP-Pulse (untere Reihe) ähneln sich stark. Bei hinreichend kleinen Zweiphotonenverstimmungen zeigen beide eine starke Reduktion der Besetzung in Zustand $|3\rangle$. Auch hier tritt der Bereich ineffizienten Transfers auf, wenn die Verstimmungen von Pump- und Stokes-Puls unterschiedliche Vorzeichen haben. Die Übereinstimmung deckt sich mit den Erwartungen, da nun je ein STIRAP und ein b-STIRAP Prozess stattgefunden haben. Am Rande des Bereichs effizienten Transfers sind schnelle Änderungen der Transfereffizienz zu

erkennen, die ein Hinweis auf diabatische Kopplungen sein können. Auch dieser Effekt wird zusätzlich im Dreiniveausystem untersucht. In diesem Bereich findet schon beim ersten SP-Puls kein vollständiger Transfer mehr statt. Daher bleibt nach Ende des SP-Pulses eine Grundzustandkohärenz zurück. Dadurch kann das System durch den nächsten SP-Puls nicht mehr in einem einzigen adiabatischen Zustand präpariert werden. Es finden Oszillationen auf dem Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ statt, ähnlich wie Rabioszillationen auf einem optischen Übergang. Diese hängen kritisch von den Verstimmungen der Laserpulse ab, wodurch kein stabiler Transfer beobachtet wird.

Im vorigen Abschnitt wurde diskutiert, dass durch b-STIRAP nur ein Teil der Spektrallinien wieder aus der *spectral pit* entfernt werden kann. Dies kann nun durch die instabile Transfereffizienz erklärt werden. Treten während der Pulse oder zwischen zwei Messungen Phasenstörungen aufgrund von Laserjitter auf, so stellt sich im Mittel ein Besetzungstransfer von 50% in den Rändern der Spektrallinie ein. Daher scheint die Breite des Besetzungstrfers im Vergleich zu STIRAP reduziert.

7.5 Simulation in einem reinen Dreiniveausystem

Zusätzlich zu den Simulationen im vorigen Abschnitt wurde der zyklische Besetzungstransfer durch STIRAP und b-STIRAP in einem reinen Dreiniveausystem simuliert. Hierdurch können prinzipiell auftretende Effekte besser sichtbar gemacht werden. Die Simulation berücksichtigt drei Niveaus und zwei starke Laserfelder, jedoch keinerlei Zerfälle oder Dekohärenz.

Abbildung 7.9 zeigt die Besetzung des Zustands $|3\rangle$ nach einem SP-Puls (obere Reihe) und zwei SP-Pulsen (untere Reihe). Die Stokes- und Pump-Pulse haben eine Pulsdauer von $\tau = 20\mu\text{s}$. Die Verzögerung des Stokes-Pulses beträgt in der linken Spalte der Abbildung $\Delta t_s = -20\mu\text{s}$ (STIRAP Reihenfolge). In der rechten Spalte sind die Pulse zeitlich vertauscht ($\Delta t_s = +20\mu\text{s}$, b-STIRAP Reihenfolge).

Analog zum vorigen Abschnitt erkennt man im linken oberen Graphen einen weiten Bereich hoher Besetzung in Zustand $|3\rangle$ für nicht zu große Verstimmungen. Im rechten oberen Graphen ist dieser Bereich unterbrochen. Die Unterbrechung tritt auf, wenn die Verstimmungen von Pump- und Stokes-Puls unterschiedliche Vorzeichen haben. Hier wird keine Besetzung in den Zustand $|3\rangle$ transferiert. Zur Übersicht wurden im Graphen die Geraden $\Delta_s = 0$ und $\Delta_p = 0$ eingezeichnet. Der Bereich ohne Besetzung ist klar durch diese Geraden begrenzt. Außerhalb dieses Bereichs ist der Besetzungstransfer identisch zu dem durch STIRAP.

Die Graphen der unteren Reihe zeigen eine niedrige Besetzung in Zustand $|3\rangle$. Sie wurde durch den jeweils zweiten SP-Puls in den Zustand $|1\rangle$ zurücktransferiert. Bei großen Verstimmungen zeigen sich schnelle Oszillationen. Im Vergleich zu Abschnitt 7.4 sind diese besser aufgelöst. In diesem Bereich wird das System durch das erste Pulspaar nicht in einen reinen Zustand präpariert. Hierdurch bleibt nach

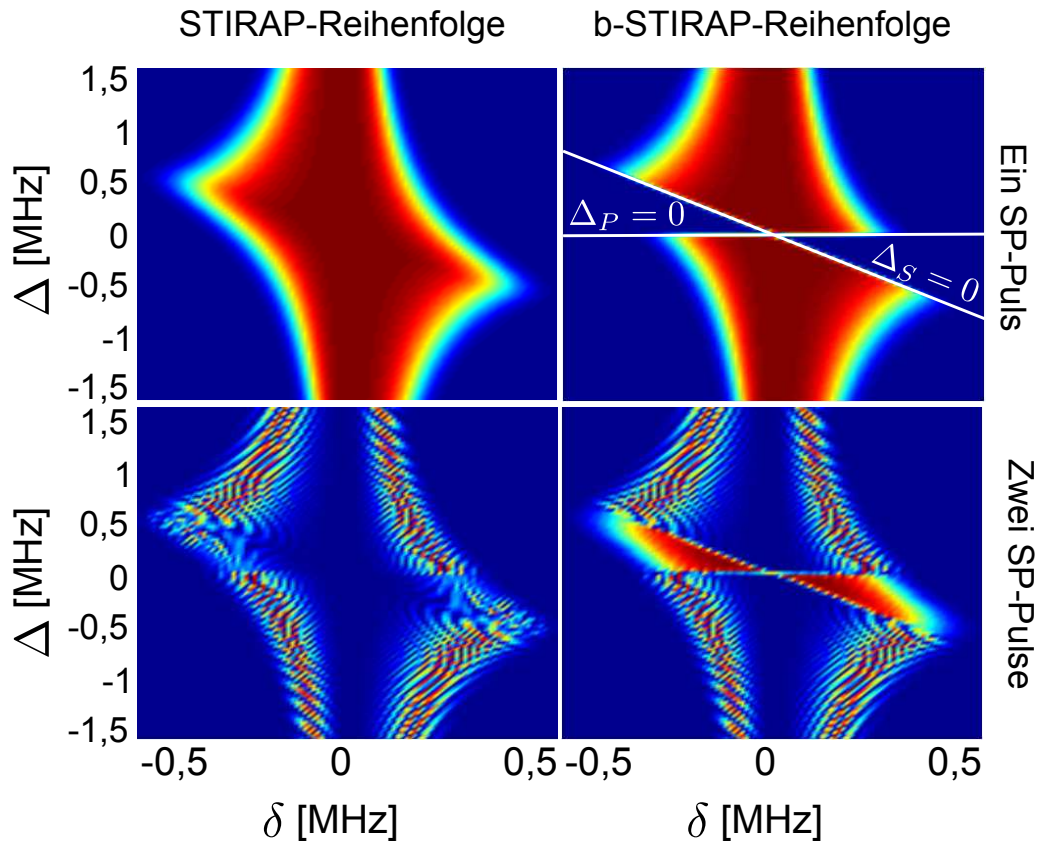


Abbildung 7.9: Simulation des Besetzungstransfers durch STIRAP und b-STIRAP in einem Dreiniveausystem ohne Zerfälle. Aufgetragen ist die Besetzung des Zustands $|3\rangle$ in Abhängigkeit von der Einphotonenverstimmung Δ und der Zweiphotonenverstimmung δ . Obere Reihe: Besetzung in $|3\rangle$ nach einem SP-Pulspaar. Untere Reihe: Besetzung in $|3\rangle$ nach zwei SP-Pulspaaren. Linke Spalte: Besetzung für eine Stokes-Pulsverzögerung von $\Delta t_S = -20 \mu\text{s}$ (STIRAP-Reihenfolge). Rechte Spalte: Besetzung für eine Stokes-Pulsverzögerung von $\Delta t_S = +20 \mu\text{s}$ (b-STIRAP Reihenfolge).

dem Prozess Kohärenz zurück, die je nach Verstimmung unterschiedlich schnell oszilliert. Beim Beginn des jeweils zweiten Prozesses haben die verbliebenen Kohärenzen somit unterschiedliche Phasen. Der zweite Prozess beginnt also nicht in einem einzigen der adiabatischen Zustände. Durch die Verteilung der Phasen des Anfangszustandes kommt es zu sehr unterschiedlichen Endzuständen nach dem zweiten Prozess. Somit wird eine sich kritisch mit den Verstimmungen ändernde Besetzung im Zustand $|3\rangle$ beobachtet. Im rechten unteren Bild beobachtet man eine hohe Besetzung bei Verstimmungen mit unterschiedlichem Vorzeichen. Offenbar wurde die Besetzung hier erst beim zweiten Prozess in den Zielzustand $|3\rangle$ transferiert.

Um dies genauer zu untersuchen, wurde in Abbildung 7.10 die Besetzung des angeregten Zustandes $|2\rangle$ dargestellt. Die linke Seite zeigt die Besetzung nach zwei SP-Pulsen in STIRAP-Reihenfolge, die rechte Seite zeigt die Besetzung nach einem SP-Puls in b-STIRAP Reihenfolge. Im rechten Teilbild erkennt man eine hohe Besetzung im fraglichen Bereich unterschiedlicher Verstimmungen nach einem SP-Puls.

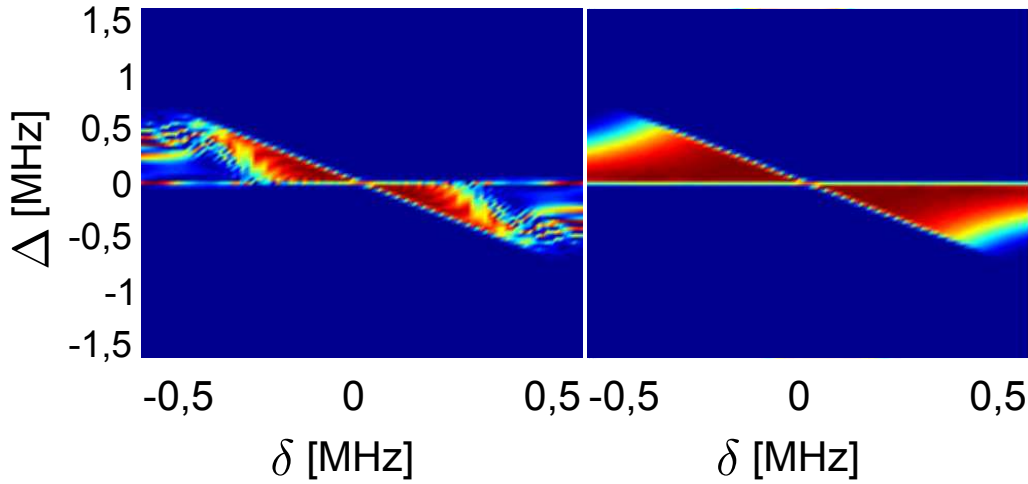


Abbildung 7.10: Simulation des Besetzungstrfers durch STIRAP und b-STIRAP in einem Dreiniveausystem ohne Zerfälle. Aufgetragen ist die Besetzung des Zustands $|2\rangle$ in Abhängigkeit von der Einphotonenverstimmung Δ und der Zweiphotonenverstimmung δ . Linke Spalte: Besetzung für eine Stokes-Pulsverzögerung von $\Delta t_S = -20 \mu s$. Rechte Spalte: Besetzung für eine Stokes-Pulsverzögerung von $\Delta t_S = +20 \mu s$.

Demnach wurde die Besetzung für unterschiedliche Verstimmungen in den angeregten Zustand $|2\rangle$ transferiert, anstatt in den Zustand $|3\rangle$. Auffällig ist, dass dieser Transfer für viel größere Zweiphotonenverstimmungen funktioniert, als STIRAP bzw. b-STIRAP. Gleiches ist bei STIRAP-Reihenfolge (links) nach dem zweiten SP-Puls zu beobachten. Durch die verbliebene Kohärenz ist zwar der Transfer auch abhängig von der Verstimmung, aber im Bereich kleiner Zweiphotonenverstimmung ist der Transfer in den angeregten Zustand prinzipiell zu erkennen. Es wird vermutet, dass es sich bei dem Phänomen um einen weiteren adiabatischen Prozess handelt, der bisher analytisch nicht erfasst wurde, da in den meisten Arbeiten $\delta = 0$ vorausgesetzt wurde. Als weiterer Hinweis dient ein zeitlicher Verlauf der Besetzung für einen SP-Puls mit $\Delta t_S = +20 \mu s$ und einer Einphotonenverstimmung von $\Delta = -100 \text{ kHz}$. Links ist der Besetzungsverlauf ohne Zweiphotonenverstimmung ($\Delta_P = \Delta_S$) gezeigt, Rechts ist der Verlauf für $\delta = 200 \text{ kHz}$ ($\Delta_P = -\Delta_S$) dargestellt.

Man erkennt im rechten Teilbild den typischen Verlauf für b-STIRAP. Gegen Ende der Wechselwirkung treten durch die Einphotonenverstimmung leichte Oszillationen auf. Im linken Teilbild ist ähnlicher Verlauf zu sehen. Vor allem zu frühen Zeiten stimmen die Verläufe gut überein. In der Mitte der Wechselwirkung geht die Besetzung in Zustand $|3\rangle$ jedoch wieder zurück, während sie bei b-STIRAP bis auf 1 ansteigt. Statt dessen nimmt die Besetzung in $|2\rangle$ zu. Bei späten Zeiten sehen sich die Kurven wieder sehr ähnlich, außer dass die Rollen von $|2\rangle$ und $|3\rangle$ vertauscht zu sein scheinen.

Bisher ist das Verhalten eines Dreiniveausystems unter allgemeinen Verstimmungen noch nicht analytisch erfasst. Jedoch deuten die Ähnlichkeit zu b-STIRAP sowie die Unempfindlichkeit des Prozesses gegenüber kleinen Variationen der Parameter auf einen weiteren adiabatischen Prozess hin. Somit kann ein Dreinive-

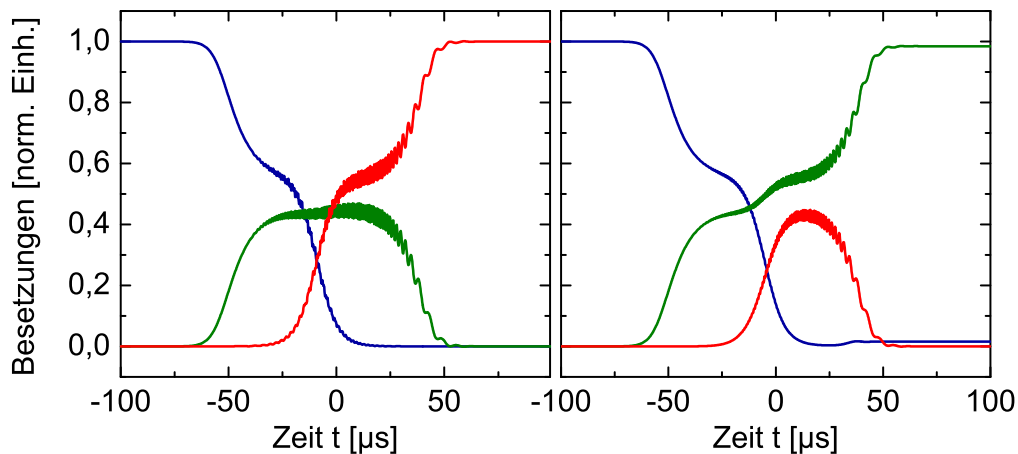


Abbildung 7.11: Zeitlicher Verlauf der Besetzungen der Zustände $|1\rangle$ (blau), $|2\rangle$ (grün) und $|3\rangle$ (rot) für einen SP-Puls mit $\Delta t_S = +20 \mu s$ und einer Einphotonenverstimmung von $\Delta = -100 \text{ kHz}$. Links: $\delta = 0$, Rechts: $\delta = 200 \text{ kHz}$.

ausystem mit einem SP-Puls lediglich durch Änderung der Verstimmung entweder in den Zustand $|3\rangle$ oder in den Zustand $|2\rangle$ überführt werden. Dies ist möglicherweise für Anwendungen in der dreiwertigen (ternären) Logik interessant.

7.6 Einfluss von Zerfallsprozessen

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss von Zerfallsprozessen auf den kohärenten Besetzungstransfer untersucht. Da b-STIRAP den angeregten Zustand zeitweise besetzt, sollte dieser Prozess von spontanen Zerfällen aus diesem Zustand beeinflusst werden. STIRAP dagegen besetzt den Zwischenzustand nicht und wird daher von der Zerfallsdauer des Zwischenzustandes nicht beeinflusst. Beide Prozesse basieren jedoch auf der Präparation von Grundzustandskohärenz ρ_{13} , weshalb sie von der Dekohärenzzeit von $500 \mu s$ beeinflusst werden sollten. Um den Einfluss von Zerfällen zu verdeutlichen, werden SP-Pulspaare mit verschiedenen Pulsdauern in das Medium eingestrahlt. Hierdurch kann untersucht werden, welche Art von Zerfällen für die einzelnen Prozesse relevant ist. Bei den Experimenten wird eine feste Einphotonenverstimmung von $\Delta = 1,5 \text{ MHz}$ gewählt. Bei dieser Verstimmung sind die Effizienzen von STIRAP und b-STIRAP vergleichbar. Für jede Pulsdauer wird die Verzögerung des Stokes-Pulses verändert. Hierdurch können die Effizienzen von STIRAP und b-STIRAP direkt verglichen werden.

Abbildung 7.12 zeigt den Absorptionskoeffizienten nach Ende eines SP-Pulses in Abhängigkeit von der Pulsdauer und der Verzögerung des Stokes-Pulses. Für negative Verzögerungen (STIRAP Reihenfolge) zeigt sich ein breiter Bereich hoher Absorption. Die Breite des Bereichs nimmt steigender Pulsdauer zu. Die Höhe der Absorption bleibt nahezu unverändert. Auf der Seite negativer Verzögerung ist ein Bereich ansteigender, aber niedriger Absorption zu erkennen. Dies tritt für Verzögerungen oberhalb der Pulsdauer auf, d.h. wenn der zeitliche Überlapp der

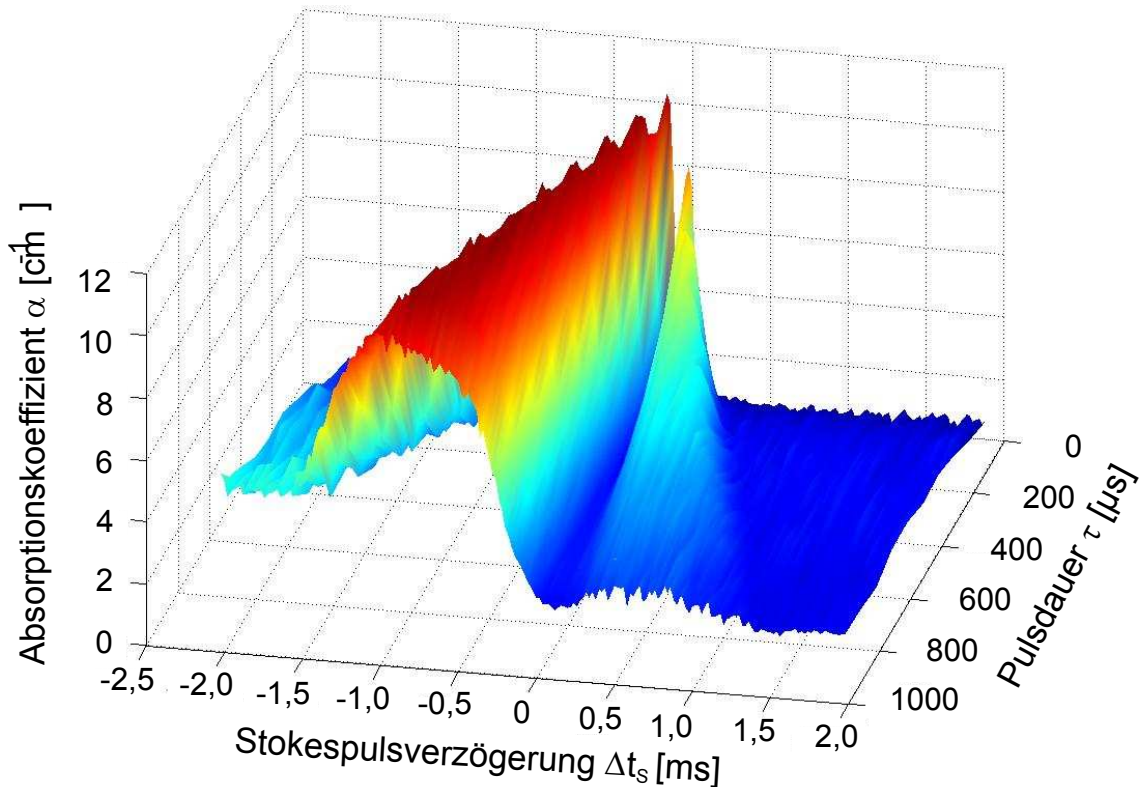


Abbildung 7.12: Absorptionskoeffizient nach Ende eines SP-Pulses in Abhängigkeit von der Pulsdauer und der Verzögerung des Stokes-Pulses.

Pulse zu gering für adiabatischen Transfer ist. Hier beruht der Besetzungstransfer auf optischem Pumpen.

Auf der Seite positiver Verzögerungen (b-STIRAP Reihenfolge) zeigt sich für geringe Pulsdauer ebenfalls ein Bereich hoher Absorption. Die Absorption nimmt jedoch mit steigender Pulsdauer stark ab. Die Breite des Bereichs ist etwa mit der für die STIRAP-Reihenfolge identisch. Auch auf dieser Seite ist ein Bereich niedriger Absorption für große Verzögerungen zu sehen. Auffällig ist, dass dieser nicht mit der Pulsdauer ansteigt.

Zur Verdeutlichung der auftretenden Phänomene ist die Absorption für vier Fälle aufgetragen. Die schwarzen Quadrate zeigen die Absorption für negative Verzögerungen. Die roten Kreise zeigen die Absorption für positive Verzögerungen. In beiden Fällen markieren die ausgefüllten Symbole die jeweils maximale Absorption für STIRAP bzw. b-STIRAP. Die nicht ausgefüllten Symbole zeigen die durch optischen Pumpen verursachte Absorption für große Verzögerungen. Für alle vier Kurven erkennt man einen Anstieg für kleine Pulsdauern von bis zu 100 μs. In diesem Bereich ist die Transfereffizienz für STIRAP und b-STIRAP beinahe identisch. Aufgrund der relativ großen Verstimmung wird eine hohe Pulsfläche für adiabatischen Transfer benötigt. Bei zu kleinen Pulsdauern kann daher nur ein Teil der

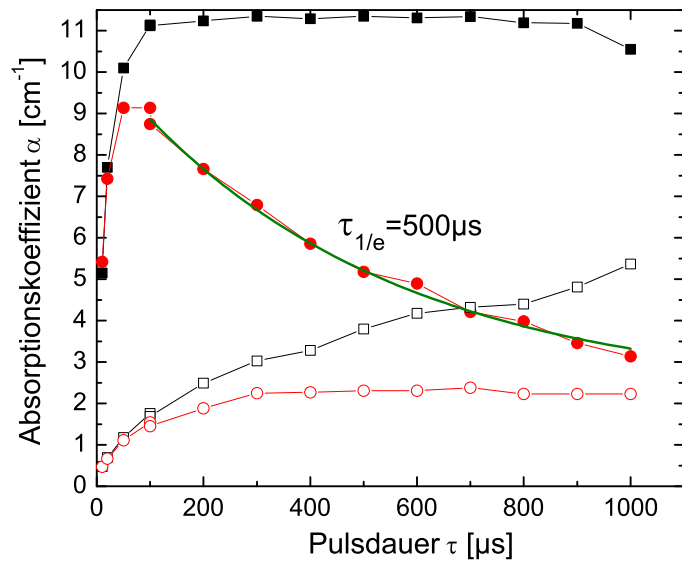


Abbildung 7.13: Maximale Transfereffizienzen aus Abbildung 7.12, aufgetragen gegen die Pulsdauer der Stokes- und Pump-Pulse. Schwarze Quadrate: Für negative Verzögerung des Stokes-Pulses. Rote Kreise: Für positive Verzögerung des Stokes-Pulses. Ausgefüllte Symbole: Jeweils maximaler Transfer für überlappende Pulse dar (STIRAP/b-STIRAP). Offene Symbole: Transfer für nicht überlappende Pulse (optisches Pumpen).

Besetzung transferiert werden. Auch die Kurven für optisches Pumpen steigen zunächst beide an. Durch die steigende Pulsdauer wird auch hier immer mehr Besetzung transferiert.

Besonders interessant ist der Bereich großer Pulsdauern. Zunächst wird auf die Kurven für das optische Pumpen eingegangen. Für Pulsdauern oberhalb der Lebensdauer des angeregten Zustandes zeigen die beiden Kurven verschiedenes Verhalten. Für negative Verzögerungen steigt die Absorption nahezu linear mit der Pulsdauer an, während sie für positive Verzögerungen konstant bleibt. Im ersten Fall läuft der Stokes-Puls dem Pump-Puls voraus. Da der Zielzustand $|3\rangle$ zunächst unbesetzt ist, trägt also nur der Pump-Puls zum optischem Pumpen bei. Somit verhält sich die Menge der transferierten Besetzung proportional zu dessen Dauer. Bemerkenswert ist, dass diese Proportionalität weit über die Lebensdauer von $164 \mu\text{s}$ des angeregten Zustandes erhalten bleibt. Bei einer Sättigung des Mediums durch den Pump-Puls würde man erwarten, dass die Besetzung konstant bleibt. Dieses Verhalten deckt sich jedoch mit den Ergebnissen aus Abschnitt 6.6. Auch hier wurde beobachtet, dass die Zeitskala für optisches Pumpen offenbar länger ist, als die Lebensdauer des angeregten Zustandes.

Dies könnte dadurch erklärt werden, dass der Zerfall der Besetzung in Pr:YSO hauptsächlich über höhere Kristallfeldzustände geschieht (siehe Kapitel 2). Die durch Equall et al. gemessene Lebensdauer von $164 \mu\text{s}$ [67] wurde durch Beobachtung von Fluoreszenz gemessen, bezieht sich also auf die Entleerung des angeregten Zustandes. Die Rückkehr in den Grundzustand geschieht dagegen auf der Zeitskala des Zerfalls der höheren Kristallfeldzustände, deren Lebensdauer

meines Wissens nach unbekannt ist. Daher ist es möglich, dass die Zeitskala für optisches Pumpen deutlich länger ist, als die Zerfallsdauer des angeregten Zustandes.

Für den Fall von positiver Verzögerung durchläuft der Stokes-Puls das Medium nach dem Pump-Puls. Hier sind also beide Pulse am Pumpprozess beteiligt. Für große Pulsdauern, sowie große Verzögerungen sind die Prozesse für beide Pulse zeitlich getrennt. Zunächst wechselwirkt der Pump-Puls mit dem System. Die hierbei transferierte Besetzung sollte also identisch mit der für negative Verzögerungen sein. Danach wechselwirkt der Stokes-Puls mit dieser Besetzung. Hierdurch wird die Besetzung im Zielzustand wieder reduziert. In der Messung wird ein konstanter Wert für Pulsdauern über $400\ \mu\text{s}$ beobachtet. Dieses Verhalten kann nicht exakt erklärt werden, da nicht exakt bekannt ist, in welchem Verzweigungsverhältnis der Rückfall über die Zwischenzustände stattfindet. Aus anderen Messungen, wie beispielsweise der Präparation zur Lichtspeicherung ist jedoch bekannt, dass die relativen Oszillatorstärken für die optische Anregung in guter Näherung auch für den Rückfall gelten.

Auch die beiden Kurven für die adiabatischen Transferprozesse zeigen ein überraschendes Verhalten. Der Besetzungstransfer für STIRAP ist bei ausreichender Pulsfläche unabhängig von der Pulsdauer. Erst bei Pulsdauern von einer Millisekunde reduziert sich der Transfer leicht. Bei b-STIRAP hingegen fällt der Transfer kontinuierlich mit der Pulsdauer ab. Die Kurve folgt einem exponentiellen Zerfall. An die Messdaten wird im relevanten Bereich eine Exponentialfunktion einer Zerfallsdauer von $500\ \mu\text{s}$ angepasst. Diese ist im Diagramm grün dargestellt. Die Kurve gibt den Verlauf der Messdaten gut wieder. Die Funktion nähert sich dem Wert für optisches Pumpen mit positiver Verzögerung an.

Es ist zunächst erstaunlich, dass STIRAP überhaupt keine Abhängigkeit von der Pulsdauer zeigt. Da bei dem Prozess eine Grundzustandskohärenz präpariert wird, sollte STIRAP nur auf einer Zeitskala unterhalb der Lebensdauer der Kohärenz von $500\ \mu\text{s}$ funktionieren. b-STIRAP hingegen besetzt den angeregten Zustand und sollte daher von der Zeitskala der optischen Lebensdauer abhängen. Statt dessen nimmt die Effizienz dieses Prozesses auf der Zeitskala der Grundzustandskohärenz ab.

Während des Besetzungstrfers durch b-STIRAP werden höchstens 50% der Besetzung temporär in den angeregten Zustand transferiert. Bei inkohärenten Zerfällen kehrt die Besetzung mit einer Wahrscheinlichkeit von 60% in den Zielzustand zurück. Lediglich 40% zerfallen in den Ausgangszustand. Da nach dem Prozess Besetzung im Zielzustand nachgewiesen wird, ist also höchstens eine Reduktion der Absorption um 20% zu erwarten. Da es sich um eine geringe Änderung handelt und bei der vorliegenden Messung erst bei einer Pulsdauer von über $100\ \mu\text{s}$ effizienter Transfer erreicht wird, ist die Besetzungsreduktion durch Zerfall aus dem angeregten Zustand zu gering, um aufgelöst werden zu können.

Das unterschiedliche Verhalten der beiden Prozesse für große Pulsdauern ist weniger leicht erklärbar. Der lange Bereich konstanten Transfers konnte nicht durch die numerische Simulation nachgestellt werden. Für die Dekohärenz wird durch die Simulation ein Totalverlust der Kohärenz angenommen. Ein solcher Totalverlust tritt beispielsweise in atomaren Gasen auf, wenn die Teilchen aus dem Wechselwirkungsgebiet diffundieren. Im vorliegenden System hingegen wird durch Spinänderungen in den benachbarten Yttrium-Ionen lediglich die Phase der Kohärenz zufällig geändert. In Bezug auf die Laserpulse unterscheiden sich STIRAP und b-STIRAP in ihrer Empfindlichkeit auf die absolute Phase. Wenn dies auch bei einer zufälligen Phasenänderung der Grundzustandskohärenz zutrifft, würde dies das Verhalten erklären. Das erstaunlich robuste Verhalten von STIRAP auch für Pulsdauern oberhalb der Dekohärenzzeit ist somit noch nicht endgültig verstanden und bedarf weiterer Untersuchung und Modellierung.

7.7 STIRAP-getriebene optische Schaltprozesse

In den vorherigen Abschnitten wurde der zyklische Transfer von Besetzung zwischen zwei Grundzuständen in Pr:YSO durch STIRAP und b-STIRAP demonstriert. Um komplexe logische Gatter zu verwirklichen, muss zunächst die maximal mögliche Anzahl aufeinander folgender Operationen überprüft werden. In Abschnitt 7.2 wurde demonstriert, dass beim Besetzungstransfer Verluste auftreten. Im Folgenden wird die Anzahl der möglichen Operationen experimentell bestimmt. Hierzu wird das Medium durch die Standardsequenz im Zustand $|1\rangle$ präpariert. Danach werden bis zu acht SP-Pulse eingestrahlt. Die Pause zwischen zwei SP-Pulsen beträgt $250\mu\text{s}$. In diesem Experiment sind die Intensitäten so gewählt, dass beide Rabi-Frequenzen im Bereich von 1 MHz liegen. Der Nachweis-Puls wird bei einer festen Frequenz von $\Delta\nu_N = -0,7\text{ MHz}$ eingestrahlt. Somit wird die Besetzung in Ionen nachgewiesen, die ausreichend von der Einphotonenresonanz verstimmt sind, um effizienten Transfer für beide Prozesse zu beobachten. Damit wird gewährleistet, dass beim Auftreten von b-STIRAP möglichst wenig Besetzung in den angeregten Zustand gelangt.

Der Nachweis-Puls wird nun schrittweise verzögert, so dass eine zeitlich aufgelöste Messung der Besetzung bei der Nachweisfrequenz entsteht. Abbildung 7.14 zeigt den Absorptionskoeffizienten bei einer Nachweisfrequenz von $\Delta\nu_N = -0,7\text{ MHz}$ für einen Zeitraum von $500\mu\text{s}$ bis $2300\mu\text{s}$ nach der Präparation. Der Nullpunkt der Messung wird auf $50\mu\text{s}$ vor dem ersten SP-Puls festgesetzt. In der Abbildung ist die Anzahl der SP-Pulse, die das Medium bereits durchlaufen haben, angegeben.

Gut zu erkennen sind schnelle Absorptionsänderungen zu den Zeitpunkten der SP-Pulse. Dazwischen befinden sich Bereiche mit konstanter Absorption bzw. langsamer Änderung. Hierbei treten die Bereiche hoher Absorption immer nach einer ungeraden Anzahl von SP-Pulsen auf (im Bild grau hinterlegt). Ab Bereich Nummer 2, also genau nach zwei SP-Pulsen, steigt die Absorption zwischen den

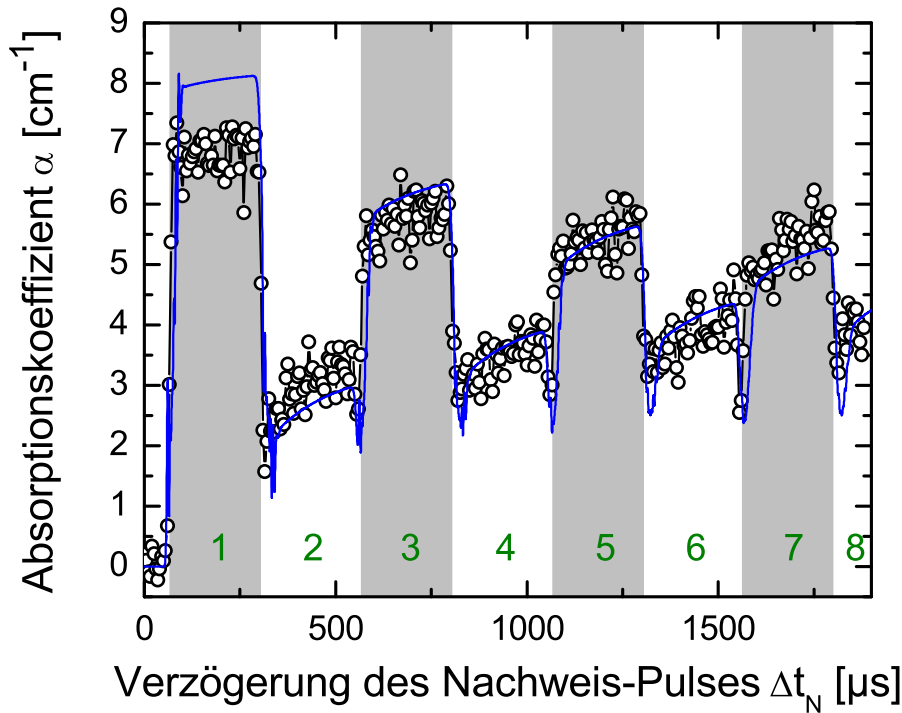


Abbildung 7.14: Schwarze Kreise: Zeitlicher Verlauf des Absorptionskoeffizienten bei Anwendung von acht SP-Pulsen bei einer Nachweisverstimmung von $\Delta\nu_N = -0,7$ MHz. Blaue Kurve: Numerische Simulation inklusive Laserjitter bei einer Zweiphotonenverstimmung von $\delta = -70$ kHz.

SP-Pulsen langsam an. Dies erklärt sich durch Besetzung die nach einem b-STIRAP Prozess im angeregten Zustand zurückbleibt. Diese zerfällt in beide Grundzustände, wodurch sich die Absorption im Zielzustand erhöht. Die Anstiegsrate der Besetzung stimmt im Rahmen der Messungenauigkeit mit der in [67] bestimmten Zerfallsdauer von $164\mu\text{s}$ überein.

Wie zuvor diskutiert, ist der Besetzungstransfer durch b-STIRAP nicht vollständig. Daher und wegen des inkohärenten Zerfalls der Besetzung aus dem angeregten Zustand sind ab dem zweiten SP-Puls immer beide Zustände teilweise besetzt. Somit finden bei jedem weiteren SP-Puls beide Arten von Transfer parallel statt. Daher wird bei jedem SP-Puls ein Teil der Besetzung in den angeregten Zustand transferiert, wodurch sich die Transfereffizienz weiter reduziert.

Abbildung 7.14 zeigt auch eine numerische Simulation (blaue Kurve). Diese Simulation beinhaltet Rauschen der Laserfrequenz (engl.: *jitter*) von 100 kHz auf einer Zeitskala von $10\mu\text{s}$, sowie eine Zweiphotonenverstimmung von $\delta = -70\text{ kHz}$. Der Wert der Zweiphotonenverstimmung in der Simulation wird empirisch ermittelt. Quelle einer Zweiphotonenverstimmung kann verbliebenes Frequenzrauschen des Lasers oder ein Rauschen der Hochfrequenzelektronik zur Ansteuerung der AOM sein. Die Simulation stimmt qualitativ gut mit der Messung überein.

Unterschiede ergeben sich lediglich in der absoluten Höhe der Absorption. Außerdem zeigt die Simulation kleine Abweichungen nach unten zu den Zeitpunkten

der SP-Pulse. Diese Abweichungen sind in den Messdaten nur als einzelne Datenpunkte zu erkennen und wurden wahrscheinlich wegen zu großer Schrittweite in der Messung nicht aufgelöst. Besonders im hinteren Teil wird der Verlauf der Absorption gut wiedergegeben. Die geringe Änderung beim sechsten SP-Puls und die erhöhte Änderung beim Siebten werden klar reproduziert.

In Analogie zur klassischen Speicherprozessen kann das Einstrahlen eines SP-Pulses als Schreiboperation interpretiert werden. Folglich ist die Absorption des Mediums ein Maß für den Zustand des Speicherbausteins. Hohe Absorption wird als der binäre Wert 1 interpretiert, während niedrige Absorption den Wert 0 repräsentiert. Somit ist es möglich, ein Speicher- oder Schaltelement auf Basis von STIRAP in einem seltenerd-dotierten Festkörper zu implementieren. Für Anwendungen ist es wichtig, möglichst viele Schreiboperationen in kurzer Zeit durchführen zu können. Dies kann vor allem dann erreicht werden, wenn zwischen den Operationen keine Reinitialisierung des Speicherelementes notwendig ist.

Für die folgende Diskussion definieren wir den Kontrast einer Operation als den Unterschied in der Absorption vor und nach einer Operation, normiert auf die Absorptionsdifferenz der ersten Schreiboperation. Wird vorausgesetzt, dass der Absorptionskoeffizient des Mediums vor der ersten Operation Null beträgt, ist der Kontrast der i -ten Operation:

$$K_i = \frac{\alpha'_i - \alpha_i}{\alpha_1}. \quad (7.6)$$

Hierbei sind α_i und α'_i die Absorptionskoeffizienten vor bzw. nach der i -ten Operation. Liegt der Kontrast über der Messungenauigkeit der Absorption, kann die Schreiboperation noch als erfolgreich angesehen werden.

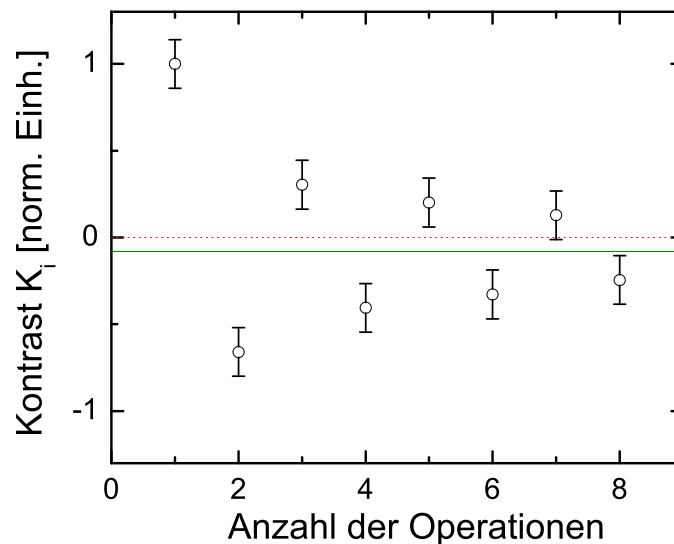


Abbildung 7.15: Kontrast gegen die Anzahl der Schaltoperationen aus Abbildung 7.14

In diesem Experiment werden acht SP-Pulse eingestrahlt. Erkennbarer Besetzungstransfer findet bis zum sechsten SP-Puls statt. Der Kontrast beim siebten SP-Puls

ist bereits zu gering, um aufgelöst werden zu können. Bemerkenswert ist, dass der Kontrast beim achten SP-Puls wieder ansteigt, die Absorption wird reduziert. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 7.15 der Kontrast gegen die Anzahl der SP-Pulse aufgetragen. Man erkennt einen abnehmenden Kontrast für eine steigende Anzahl von Operationen. Die Kurve ähnelt hierbei einer abklingenden Schwingung; der Kontrast nimmt annähernd exponentiell ab. Dies ist sofort plausibel, da die Änderung der Besetzung bei jedem Prozess der Besetzung proportional sein muss. Auffällig ist, dass die Ruhelage der Schwingung von Null verschieden ist. Sie ist um etwa 10% zu negativen Werten verschoben.

Beim Auftreten von b-STIRAP wird Besetzung in den angeregten Zustand überführt. Aufgrund von Laserjitter und verbleibenden resonanten Kopplungen verbleibt ein Teil der Besetzung dort. Diese Besetzung im angeregten Zustand vermindert die Absorption des Nachweis-Pulses. Da ab dem zweiten SP-Puls immer beide Arten von Transferprozessen auftreten, ist die Absorption nach jeder Operation vermindert.

Der oben demonstrierte zyklische Besetzungstransfer kann bereits als logisches Gatter verwendet werden. Man teilt hierzu die Dauer des Experiments in gleiche Zeitfenster ein. In obigem Beispiel betragen diese Zeitfenster $250\mu\text{s}$. Wird in diesem Zeitfenster ein SP-Puls eingestrahlt, so entspricht dies dem logischen Wert 1. Tritt kein SP-Puls auf, so entspricht dies dem Wert 0. Analog zur obigen Definition wird als Ausgangswert des Gatters die Absorption des Mediums verwendet. Hohe Absorption entspricht dem Wert 1, niedrige Absorption dem Wert 0.

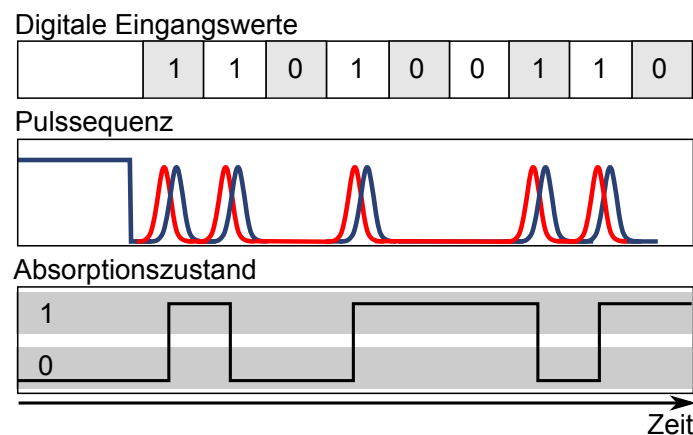


Abbildung 7.16: Illustration des Protokolls zur Demonstration eines XOR Gatters.

Ohne SP-Puls hat das Gatter den Ausgangswert 0. Dies ist zum Beispiel bei einer Folge zweier negativer Eingangswerte der Fall. Beim Einstrahlen des ersten SP-Pulses ändert sich der Ausgangswert auf 1 und verbleibt dort. Dies ist der Fall bei einem negativen und einem positiven Eingangswert, unabhängig von deren Reihenfolge. Bei zwei positiven Eingangswerten ändert sich der Ausgangswert schließlich zurück zu Null. Somit kann die Wahrheitstabelle 7.2 aus Abbildung 7.14 abgeleitet werden. Diese Tabelle entspricht einem XOR Gatter. Somit kann durch zyklische Anwendung von STIRAP und b-STIRAP bereits ein logisches Gatter implementiert werden.

Eingangswert 1	Eingangswert 2	Ausgangswert
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	0

Tabelle 7.2: Wahrheitstabelle für ein logisches XOR-Gatter, abgeleitet aus Abbildung 7.14.

7.8 STIRAP-getriebener Halbaddierer

Nach der Demonstration einfacher logischer Operationen soll nun ein Addierglied implementiert werden. Dies wird als Beispiel für komplexe logische Funktionen herangezogen, da hierfür mehrere Ausgangswerte und verschiedene logische Gatter benötigt werden. Das einfachste Addierglied ist ein Halbaddierer. Er besitzt jeweils zwei Eingänge und Ausgänge. Die Ausgänge werden als Summe und Übertrag (engl. *sum* und *carry*) bezeichnet. Die Kombination beider Ausgänge ergibt die Binärdarstellung der Summe der beiden Eingänge. Abbildung 7.17 zeigt eine Wahrheitstabelle für die verschiedenen möglichen Kombinationen der Eingänge, sowie eine schematische Darstellung eines Halbaddierers. Den einzelnen Ausgängen können nun einfache logische Gatter zugeordnet werden. Der Summenausgang entspricht einem XOR, der Übertrag entspricht dem logischen UND.

Eingang 1	Eingang 2	Übertrag	Summe
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	0	1
1	1	1	0

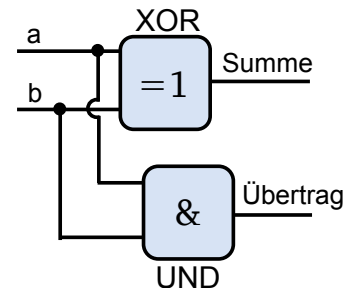


Abbildung 7.17: Rechts: Wahrheitstabelle für einen Halbaddierer. Links: Aufbau eines Halbaddierers aus den logischen Gattern UND und XOR.

Im vorigen Abschnitt wurde bereits die experimentelle Realisierung eines XOR-Gatters demonstriert. Man benötigt also noch die Information des UND-Gatters. Im Vergleich zum XOR muss man den Fall bei zwei positiven Eingangswerten, also zwei SP-Pulse von dem Fall zweier negativer Eingangswerte unterscheiden können. Hierbei kann ausgenutzt werden, dass b-STIRAP über den angeregten Zustand verläuft. Die Besetzung im angeregten Zustand wird umso mehr, je kleiner die Verstimmung von der Einphotonenresonanz ist. Bei zu kleiner Verstimmung ist jedoch die Adiabasie für den b-STIRAP Prozess nicht mehr gegeben. Daher wird in den folgenden Experimenten eine Verstimmung von $\Delta\nu_N = -0,3$ MHz gewählt. Außerdem sind die Intensitäten der Pump- und Stokes-Pulse gleich gewählt. Sie betragen nun jeweils etwa 170 W/cm^2 . Die gewählte Verstimmung beträgt also etwa eine halbe Rabifrequenz. Die übrigen experimentellen Parameter werden nicht verändert.

Abbildung 7.18 zeigt den Absorptionskoeffizienten des Mediums in Abhängigkeit vom Zeitpunkt des Nachweis-Pulses bei einer festen Verstimmung von $\Delta\nu_N = -0,3$ MHz. Dargestellt ist ein Zeitraum von einer Millisekunde, beginnend $50\mu\text{s}$ vor dem ersten SP-Puls.

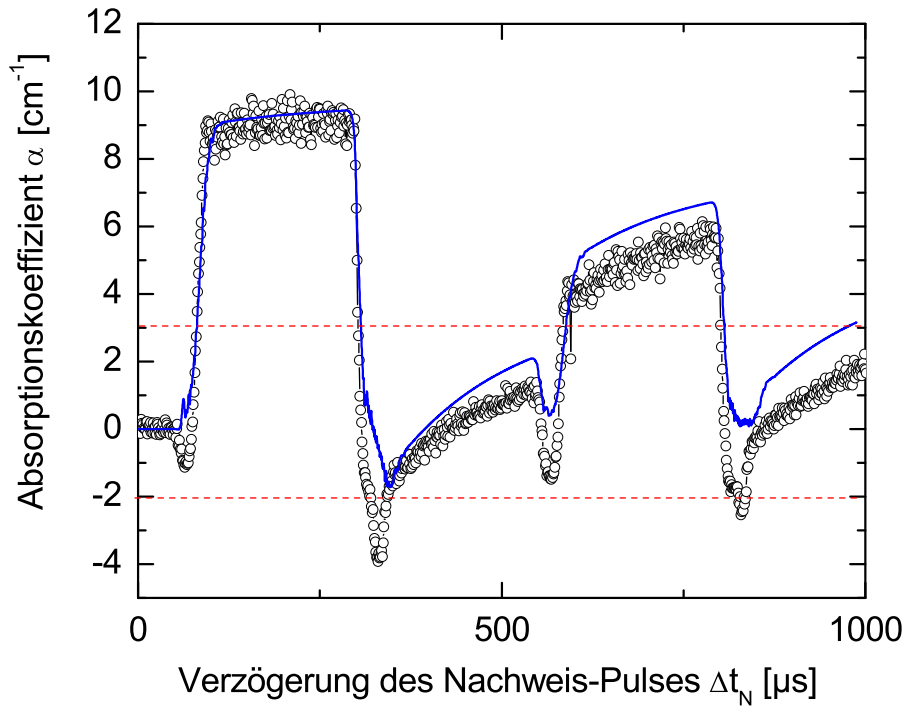


Abbildung 7.18: Schwarze Kreise: Zeitlicher Verlauf des Absorptionskoeffizienten bei Anwendung von vier SP-Pulsen bei einer Nachweisverstimmung von $\Delta\nu_N = -0,2$ MHz. Blaue Kurve: Numerische Simulation. Gestrichelten, rote Linien: Absorptionsbereiche für die Beurteilung der Ausgangswerte eines Halbaddierers

Man erkennt vier schnelle Änderungen der Absorption, verursacht durch die SP-Pulse. Im Unterschied zum vorigen Experiment ist der absolute Absorptionskoeffizient höher, da näher an der Einphotonenresonanz nachgewiesen wird. Hier ist die Transfereffizienz insgesamt höher. Außerdem zeigen sich kurze Bereiche negativer Absorption bei etwa $300\mu\text{s}$ und $800\mu\text{s}$. Zu diesen Zeitpunkten findet Transfer der Besetzung vor allem zurück in den Ausgangszustand $|1\rangle$ statt. Gegen Ende dieses Transfers befindet sich mehr Besetzung im angeregten Zustand, als im Zielzustand. Folglich herrscht auf dem Übergang des Stokes-Pulses Besetzungsinversion. Daher wird der Nachweis-Puls durch stimulierte Emission verstärkt und es wird eine negative Absorption gemessen.

Die blaue Linie in Abbildung 7.18 zeigt eine numerische Simulation. Die Parameter gleichen denen bei der vorigen Messung. Lediglich der Einfluss des Laserjitters wird im Vergleich zur letzten Simulation erhöht. Die Stärke des Frequenzjitters unterliegt täglichen, justagebedingten Schwankungen. Auch hier wird der Absorptionsverlauf qualitativ gut wiedergegeben. Abweichungen ergeben sich wieder vor

allein in der Höhe der Absorption und in der zeitlichen Position der Bereiche negativer Absorption. Dennoch stimmt die Kurve gut mit den Messdaten überein. Insbesondere die Form der Bereiche negativer Absorption werden gut reproduziert.

Das Auftreten von stimulierter Emission in der Messung liefert die benötigte Information darüber, ob zwei SP-Pulse mit dem Medium interagiert haben. Somit kann man das Protokoll aus dem vorigen Abschnitt erweitern. Es wird nun zusätzlich stimulierte Emission zum Zeitpunkt des SP-Pulses registriert. Tritt stimulierte Emission auf, so wird der Übertrag mit 1 bewertet. Ist dies nicht der Fall, setzt man den Übertrag auf Null. Dieses Verfahren liefert so die fehlende UND-Information für einen Halbaddierer.

SP-Puls 1	SP-Puls 2	Stimulierte Emission	Systemzustand
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	0	1
1	1	1	0
Eingang 1	Eingang 2	Übertrag	Summe

Tabelle 7.3: Wahrheitstabelle für einen Halbaddierer.

Es ist zweckmäßig, für die Beurteilung der Ausgangswerte drei Absorptionsbereiche zu definieren. Die Abbildung 7.18 enthält mögliche Grenzlinien solcher Bereich (rote, gestrichelte Linien). Indem man den unteren Bereich für die Übertragungsinformation bei negativen Absorptionswerten beginnen lässt, verhindert man Fehlbeurteilungen durch eventuell auftretendes Streulicht der SP-Pulse. Mit diesem Verfahren lässt sich aus der Messung die Wahrheitstabelle 7.3 ableiten. Sie gleicht der Tabelle 7.1. Somit stellt das Messverfahren einen Halbaddierer für SP-Pulse dar.

In der Abbildung ist, ähnlich wie in Abbildung 7.14, ab dem zweiten SP-Puls ein langsamer Anstieg der Absorption zwischen den SP-Pulsen zu erkennen. Der Grund ist wieder verbleibende Besetzung im angeregten Zustand durch unvollständigen Besetzungstransfer. Da diese Messung näher an der Resonanz durchgeführt wird, ist dieser Effekt gegenüber die letzten Messung verstärkt. Daher können lediglich vier Operationen aufgelöst werden. Weiterhin erkennt man zum Zeitpunkt des vierten SP-Pulses, dass sich die Absorption nur knapp unter der Grenze für den Übertrag befindet. Folglich kann dieses logische Element lediglich für vier Operationen eingesetzt werden, anstatt für acht. Diese Reduktion ist durch die Messmethode bedingt und prinzipiell nicht zu verhindern, da die Quelle der stimulierten Emission und der Grund für die Reduktion der maximal möglichen Zyklen identisch sind. Dennoch kann durch diese Methode ein komplexes logisches Gatter implementiert werden, wobei die Möglichkeit der zyklischen Operation in reduzierter Form erhalten bleibt.

Um beliebig große Zahlen addieren zu können, muss man mehrere Halbaddierer hintereinander einsetzen (siehe Abbildung 7.19). Hierbei wird der Übertrag zum jeweils nächsten Halbaddierer weitergegeben. Er dient dort als einer der beiden Eingänge. Die Kombination aus zwei Halbaddierern wird Volladdierer genannt. Er hat im Unterschied zum Halbaddierer drei Eingänge, um den Übertrag einer vorangegangenen Rechenoperation berücksichtigen zu können. Die Ausgänge sind mit denen eines Halbaddierers identisch.

Auch die vorliegende Implementierung kann als Volladdierer verwendet werden. Hierzu werden drei SP-Pulse als Eingänge verwendet. Da der Besetzungstransfer durch STIRAP und b-STIRAP mehrmals funktioniert, können analog zum Halbaddierer der Systemzustand und das Auftreten stimulierter Absorption als Ausgänge verwendet werden. Auch dieser Fall ist in Abbildung 7.18 dargestellt. Nach dem dritten SP-Puls befindet sich das System wieder im Absorptionszustand „1“.

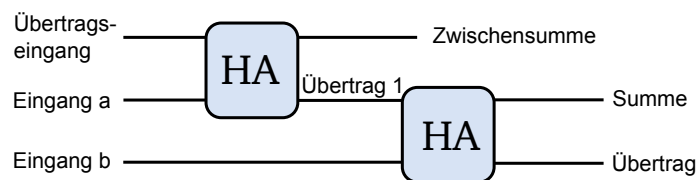


Abbildung 7.19: Aufbau eines Volladdierers, zusammengesetzt aus zwei Halbaddierern.

Weiterhin tritt stimulierte Emission auf. Daher befindet sich auch der Übertragsausgang im Zustand „1“. Dies gibt den Ausgangszustand eines Volladdierers wieder, wenn alle drei Eingänge den Wert „1“ haben. Alle anderen Fälle sind mit den möglichen Zuständen des Halbaddierers identisch. Da nun nicht mehr bekannt ist, bei welchem der Pulspaare die stimulierte Emission auftritt, muss das Messprotokoll dahingehend geändert werden, dass das Auftreten stimulierter Absorption zu einem beliebigen Zeitpunkt detektiert wird.

Zusammenfassend konnten in Pr:YSO mit Hilfe kohärenter, adiabatischer Prozesse zwei Addierglieder auf der Basis eines von Remacle et al. [21] vorgeschlagenen Schemas demonstriert werden. Zuvor wurden an einem XOR-Gatter Verlustkanäle untersucht, die bei zyklischem Transfer auftreten. Diese begrenzen die Anwendung des XOR-Gatters auf acht Operationen. Ferner konnte ein Halbaddierer gebildet werden, dessen zyklische Anwendung sich aufgrund der Detektionsmethode auf vier Schreiboperationen beschränkt. Diese reichen jedoch zur Demonstration einer Halbaddition aus. Außerdem konnte durch Wahl der Eingangszustände und mit einer leichten Veränderung des Messprotokolls sogar eine Volladdition demonstriert werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

8.1 Zusammenfassung

Die hier vorgestellten Experimente behandeln Methoden zur optischen Datenverarbeitung auf der Basis von kohärenten, adiabatischen Prozessen in einem Festkörpermedium. Insbesondere wurden „Stimulated Raman adiabatic Passage“ (STIRAP) und „Elektromagnetisch induzierte Transparenz“ (EIT), sowie die Lichtspeicherung durch EIT genutzt. Nachdem diese Effekte ausführlich in Gasen untersucht wurden, konnten sie in den letzten Jahren auch in speziellen Festkörpermedien demonstriert werden. In dieser Arbeit kommt ein seltenerd-dotierter Kristall zum Einsatz. Solche Medien verbinden die Vorteile von Festkörpern, wie leichte Handhabung und gute Skalierbarkeit mit langen Kohärenzzeiten, die für die Verwirklichung adiabatischer Prozesse unbedingt notwendig sind.

Der Bereich der Datenverarbeitung teilt sich in zwei wesentliche Bestandteile, die Speicherung von Daten und die eigentliche Verarbeitung von Informationen. Hiermit beschäftigten sich auch die beiden Teile dieser Arbeit. Im ersten Teil wurde die Optimierung der Lichtspeicherung durch EIT demonstriert. Hierfür kamen verschiedene Verfahren zur Optimierung der Speicherdauer und -effizienz zum Einsatz. Zunächst wurde die Speicherdauer durch kohärente Anregung der Hyperfeinübergänge mit Hochfrequenzfeldern von einigen Mikrosekunden auf einige hundert Mikrosekunden erhöht. Die Speicherdauer liegt nun im Bereich der maximal möglichen Speicherdauer, die durch die Lebensdauer der Kohärenz im vorliegenden Material begrenzt wird.

Weiterhin wurde die Effizienz der Lichtspeicherung durch Anwendung evolutionärer Algorithmen (EA) erhöht. Diese Algorithmen bestimmen Lösungen für ein gegebenes Problem mit Hilfe von Vererbung und Mutation und bilden hierdurch die natürliche Evolution nach. Diese Art von Optimierungsverfahren ist im Bereich der ultrakurzen Laserpulse seit Längerem bekannt. In dieser Arbeit wurden diese Verfahren erstmals auch auf den Bereich der adiabatischen Lichtspeicherung angewandt. Hierbei wurde zunächst die zeitliche Form der verwendeten Laserpulse verändert. Es ergab sich eine deutliche Abweichung von der Vorhersage der analytischen Rechnungen. Die in dieser Arbeit gefundenen Pulsformen verlaufen im Allgemeinen steiler, als die theoretisch vorhergesagten. Durch Simulationen konnte jedoch belegt werden, dass die abweichende Pulsform zu einem höheren Kohärenzaufbau führt. Der verbesserte Aufbau von Kohärenz wiederum erhöht die Intensität des ausgelesenen Pulses und somit die Speichereffizienz. Durch die

Optimierung der Pulsform konnte die Speichereffizienz um einen Faktor 2 erhöht werden.

Außerdem wurde die Präparation des Mediums durch den EA optimiert. Die verbesserte Präparation stellt eine höhere optische Dichte zur Verfügung. Zusätzlich wird das Medium so präpariert, dass die Form des Absorptionseinbruchs durch EIT eine Asymmetrie aufweist. Durch eine Asymmetrie können geringere Gruppengeschwindigkeiten des zu speichernden Nachweis-Pulses erzielt werden. Hierdurch kann ein größerer Anteil des Nachweis-Pulses gespeichert werden. Die Untersuchung der Asymmetrie ist noch nicht vollständig abgeschlossen. Laufende numerische Simulationen konzentrieren sich auf die genaue Form des EIT-Einbruchs.

Der zweite Teil dieser Arbeit behandelt den Transfer elektronischer Besetzung durch STIRAP und einen verwandten Prozess, der über einen angeregten Zustand verläuft (b-STIRAP). Hierbei wurde zunächst die Anwendung beider Prozesse in Folge demonstriert, um zyklischen Transfer zu realisieren. Es konnten bis zu acht Transfers der Besetzung nachgewiesen werden. Die numerische Simulation des zyklischen Transfers stimmt zufriedenstellend mit den Messergebnissen überein. Bei der numerischen Untersuchung ergaben sich Evidenzen für einen weiteren adiabatischen Prozess, der ein Dreiniveausystem in einen angeregten Zustand überführt. Außerdem wurde der Einfluss von Zerfällen und Dekohärenz auf STIRAP und b-STIRAP untersucht. Die Pulsdauern der verwendeten Laserpulse wurden schrittweise vergrößert, um die Dauer der Prozesse in die Größenordnung der Dekohärenzzeit zu bringen. Hierbei wurde beobachtet, dass der Besetzungstransfer durch b-STIRAP mit der Lebensdauer der Kohärenz der Grundzustände abnimmt. Eine Abhängigkeit vom Zerfall des angeregten Zustands konnte nicht gezeigt werden. Die Reduktion des Besetzungstransfers durch diese Zerfälle ist im vorliegenden Medium zu gering, um mit dem hier verwendeten Aufbau experimentell nachgewiesen zu werden. Im Falle von STIRAP konnte keine Abhängigkeit von der Grundzustandskohärenz nachgewiesen werden. Eine geringe Reduktion war erst bei Pulsdauern von über 1 ms zu beobachten. Diese Zeit übersteigt die Dekohärenzzeit um das Doppelte. Dieses Verhalten wird gegenwärtig noch nicht von der numerischen Simulation erfasst.

Im dritten Teil dieser Arbeit wurde der zyklische Besetzungstransfer durch STIRAP und b-STIRAP für die experimentelle Realisierung eines durch Remacle et al. vorgeschlagenes Schemas genutzt, das die Herstellung eines rein optischen Volladdierers mit kohärenten, adiabatischen Prozessen zum Ziel hat. Zunächst konnte der zyklische Transfer auf ein logisches Gatter – das XOR – übertragen werden.

Das Schema zur Implementierung eines Addierers benötigt die Detektion von Besetzung im angeregten Zustand. Durch die Messung von stimulierter Emission konnte Besetzungsinversion zwischen einem der Grundzustände und dem angeregten Zustand nachgewiesen werden, so dass das Addierglied experimentell verwirklicht werden konnte. Durch die Möglichkeit zur begrenzten zyklischen Anwendung konnte sogar ein Volladdierer gebildet werden.

8.2 Ausblick

In dieser Arbeit wurden verschiedene Optimierungsstrategien für die adiabatische Lichtspeicherung vorgestellt. In den nächsten Projekten soll die Speicherzeit durch magnetische HF-Anregung mit komplexeren HF-Pulssequenzen weiter erhöht werden. Die Technik hierfür wird dynamische Dekohärenzkontrolle (DDC) genannt. Außerdem sollen in einem Folgeprojekt statische Magnetfelder eingesetzt werden, um die Dekohärenz durch Wechselwirkungen der Pr^{3+} -Ionen mit Spins benachbarter Y^{3+} weiter zu reduzieren. Auch die evolutionäre Optimierung kann noch weiter verbessert werden. Das Hauptaugenmerk liegt im Augenblick auf einer Beschleunigung und Verallgemeinerung des Verfahrens, um in Zukunft einen weiteren Parameterraum erfassen zu können. Dadurch werden weniger Annahmen über die optimale Lösung benötigt. Bei der Lichtspeicherung könnten so eventuell auch Lösungen mit anderen Schemata als dem Lambda-System gefunden werden.

Im Bereich der optischen Logik konzentrieren sich die Arbeiten gegenwärtig auf eine Parallelisierung der Rechenoperationen. Hierbei soll die inhomogene Breite des optischen Übergangs dazu genutzt werden, die Addition bei mehreren Frequenzen gleichzeitig durchzuführen.

Eine weitere Möglichkeit zur Parallelisierung ist die Erweiterung von STIRAP auf mehrere räumliche Wechselwirkungsgebiete, beispielsweise durch eine Maske im Strahlengang. Dies wurde in dieser Arbeitsgruppe bereits für die adiabatische Lichtspeicherung durchgeführt. Mehrere Wechselwirkungsgebiete würden auch die Möglichkeit eröffnen, die transmittierten Anteile der Pulse zurück in ein anderes Wechselwirkungsgebiet zu lenken, um so eine Kopplung zwischen den Gebieten zu erreichen.

Auch die inkohärente Anregung des Mehrniveausystem stellt eine Möglichkeit zur Implementierung von parallelen logischen Operationen dar. Hierbei würde der spontane Zerfall aus den angeregten Zuständen für Operationen in der Zeitdomäne genutzt.

Anhang A

Messung der inhomogenen Linienbreite

Zur Bestimmung der inhomogenen Linienbreite des verwendeten Pr:YSO-Kristalls wird der absolute Absorptionskoeffizient α in Abhängigkeit der Frequenz des Lasers aufgenommen. Hierzu wird die Frequenz des Lasers über einen Bereich von 35 GHz verstimmt. Da dies den Durchstimmbereich der AOM übersteigt wird die Frequenz des Farbstofflasers direkt verstimmt. Dies geschieht durch Längenänderung des Referenzresonators in der PDH-Stabilisierung.

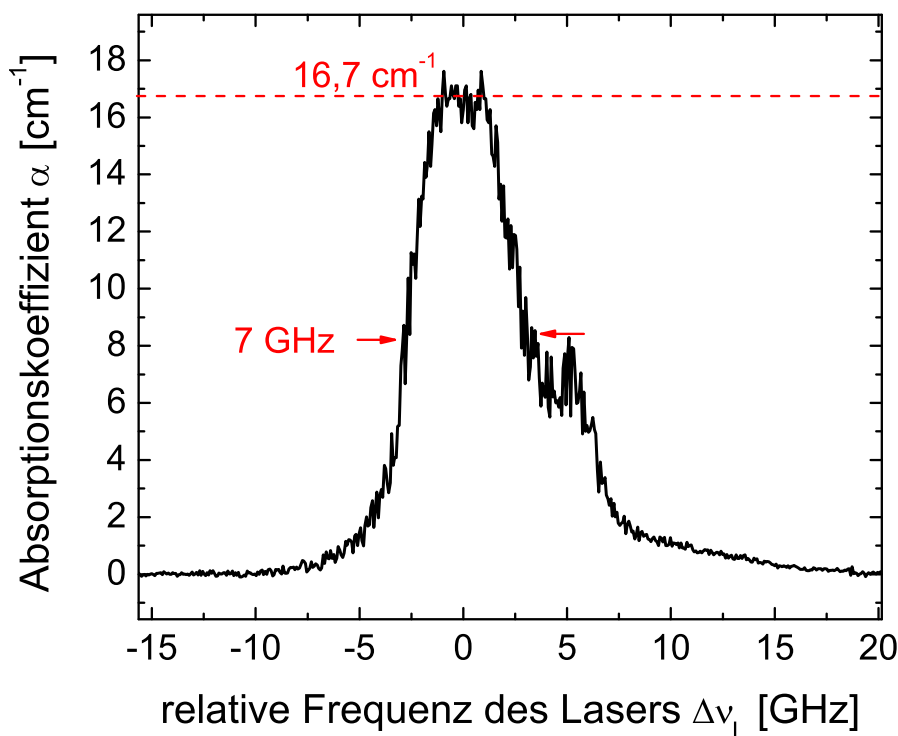


Abbildung A.1: Bildunterschrift

Abbildung A.1 zeigt den Absorptionskoeffizienten α des Kristalls aufgetragen gegen die Frequenz des Lasers. Man erkennt ein Maximum der Höhe $\alpha_{\max} = 16,7 \text{ cm}^{-1}$. Das Maximum weist eine Stufe in der rechten Flanke auf. Diese entsteht wahrscheinlich durch Intensitätsschwankungen des Lasers bei dieser Frequenz. Die Stufe, sowie die Intensitätsschwankung waren bei der gleichen absoluten Frequenz gut reproduzierbar. Bei niedrigeren, sowie bei höheren Frequenzen war die Intensität des Lasers konstant. Somit wird die Bestimmung des maximalen Absorptionskoeffizienten nicht beeinträchtigt.

Weiterhin wurde in der Abbildung die inhomogene Linienbreite zu $\Delta\nu_{\text{inh}} \approx 7 \text{ GHz}$ bestimmt. Die Linienbreite hängt von der Qualität des einzelnen Kristalls ab. Somit deckt sich der hier ermittelte Wert gut mit den zuvor berichteten Linienbreiten [28, 67]. Die Absorption kann also im Durchstimmbereich der AOM von etwa 0,1 GHz als konstant angenommen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] N. V. Vitanov, T. Halfmann, B. W. Shore, K. Bergmann. *Laser-Induced Population Transfer by Adiabatic Passage Techniques*. Annu. Rev. Phys. Chem. **52** (2001) 763–809
- [2] K. Bergmann, H. Theuer, B. Shore. *Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules*. Reviews of Modern Physics **70** (1998)(3) 1003–1025
- [3] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. Marangos. *Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media*. Reviews of Modern Physics **77** (2005)(2) 633–673
- [4] S. E. Harris, J. E. Field, A. Imamoglu. *Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett. **64** (10) (1990) 1107
- [5] K.-J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris. *Observation of Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett. **66** (20) (1991) 2593
- [6] L. Childress, M. V. Gurudev Dutt, J. M. Taylor, A. S. Zibrov, F. Jelezko, J. Wrachtrup, P. R. Hemmer, M. D. Lukin. *Coherent dynamics of coupled electron and nuclear spin qubits in diamond*. Science (New York, N.Y.) **314** (2006)(5797) 281
- [7] F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij, I. T. Vink, K. C. Nowack, T. Meunier, L. P. Kouwenhoven, L. M. K. Vandersypen. *Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot*. Nature **442** (2006)(7104) 766–71
- [8] J. R. Petta, a. C. Johnson, J. M. Taylor, E. a. Laird, a. Yacoby, M. D. Lukin, C. M. Marcus, M. P. Hanson, a. C. Gossard. *Coherent manipulation of coupled electron spins in semiconductor quantum dots*. Science (New York, N.Y.) **309** (2005)(5744) 2180–4
- [9] A. A. Kaplyanskii, R. M. Macfarlane. *Spectroscopy of solids containing rare earth ions*. Elsevier (1987)
- [10] N. Ohlsson, R. K. Mohan, S. Kröll. *Quantum computer hardware based on rare-earth-ion-doped inorganic crystals*. Opt. Commun. **201** (2002) 71–77
- [11] B. S. Ham, P. R. Hemmer, M. S. Shahriar. *Efficient electromagnetically induced transparency in a rare-earth doped crystal*. Opt. Commun. **144** (1997) 227–230
- [12] D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth. *Storage of Light in Atomic Vapor*. Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 783–786
- [13] A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar, J. A. Musser, B. S. Ham, P. R. Hemmer. *Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid*. Phys. Rev. Lett. **88** (2) (2002) 23602
- [14] F. Beil, J. Klein, G. Nikoghosyan, T. Halfmann. *Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal*. Special issue J. Phys. B “Coherent Control” **41** (2008) 74001

- [15] H. Goto, K. Ichimura. *Population transfer via stimulated Raman adiabatic passage in a solid*. Physical Review A **74** (2006)(5) 53410
- [16] J. Klein, F. Beil, T. Halfmann. *Robust population transfer by STIRAP in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal*. Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 113003
- [17] D. Deutsch. *Quantum Theory, the Church-Turing Principle and the Universal Quantum Computer*. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences (1934-1990) **400** (1985)(1818) 97–117
- [18] C. Darwin. *The Origin of Species*. John Murray (1859)
- [19] T. Baumert, T. Brixner, V. Seyfried, M. Strehle, G. Gerber. *Femtosecond pulse shaping by an evolutionary algorithm with feedback*. Applied Physics B: Lasers and Optics **65** (1997)(6) 779–782
- [20] R. Judson, H. Rabitz. *Teaching lasers to control molecules*. Physical Review Letters **68** (1992)(10) 1500–1503
- [21] F. Remacle, R. Levine. *All-optical digital logic: Full addition or subtraction on a three-state system*. Physical Review A **73** (2006)(3) 033820
- [22] N. Ohlsson. *Quantum computer hardware based on rare-earth-ion-doped inorganic crystals*. Optics Communications **201** (2002)(1-3) 71–77
- [23] L. Rippe, M. Nilsson, S. Kröll. *Experimental demonstration of efficient and selective population transfer and qubit distillation in a rare-earth-metal-ion-doped crystal*. Phys. Rev. A **71** (2005) 62328
- [24] K. Lautenschläger, W. Schröter, A. Wanninger. *Taschenbuch der Chemie*. Harri Deutsch Verlag, Frankfurt am Main, 20 Aufl. (2005)
- [25] R. Yano, M. Mitsunaga, N. Uesugi. *Ultralong optical dephasing time in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$* . Optics Letters **16** (1991)(23) 1884
- [26] J. Longdell, M. Sellars, N. Manson. *Hyperfine interaction in ground and excited states of praseodymium-doped yttrium orthosilicate*. Physical Review B **66** (2002)(3) 035101
- [27] K. Holliday, M. Croci, E. Vauthey, U. Wild. *Spectral hole burning and holography in an $\text{Y}_2\text{SiO}_5:\text{Pr}^{3+}$ crystal*. Physical Review B **47** (1993)(22) 14741–14752
- [28] J. Klein. *Adiabatischer Besetzungstransfer mittels RAP und STIRAP in einem seltenerd-dotierten Festkörper*. Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern (2007)
- [29] B. W. Shore. *The Theory of Coherent Atomic Excitation*. Wiley Interscience (1990)
- [30] F. Beil. *Kohärenter Besetzungstransfer in einem $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ -Kristall*. Diplomarbeit, Technische Universität Kaiserslautern (2007)
- [31] M. Oberst. *Effiziente Frequenzkonversion und Besetzungstransfer in kohärent präparierten Medien*. Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern (2007)
- [32] M. Fleischhauer, M. D. Lukin. *Quantum memory for photons: Dark-state polaritons*. Physical Review **65** (2002) 022314

- [33] S. Harris, J. Field, A. Kasapi. *Dispersive properties of electromagnetically induced transparency*. Physical Review A **46** (1992)(1) 29–32
- [34] G. Nikoghosyan, G. Grigoryan. *Influence of relaxation on propagation, storage, and retrieving of light pulses in a medium with electromagnetically induced transparency*. Physical Review A **72** (2005) 043814
- [35] M. Fleischhauer, M. D. Lukin. *Dark State Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency*. Phys. Rev. Lett. **84** (22) (2000) 5094–5097
- [36] A. Gorshkov, A. André, M. Lukin, A. Sørensen. *Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. I. Cavity model*. Physical Review A **76** (2007)(3) 033804
- [37] A. Gorshkov, A. André, M. Lukin, A. Sørensen. *Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. II. Free-space model*. Physical Review A **76** (2007)(3) 033805
- [38] A. Gorshkov, A. André, M. Lukin, A. Sørensen. *Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. III. Effects of inhomogeneous broadening*. Physical Review A **76** (2007)(3) 033806
- [39] A. Gorshkov, T. Calarco, M. Lukin, A. Sørensen. *Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. IV. Optimal control using gradient ascent*. Physical Review A **77** (2008)(4) 043806
- [40] N. Phillips, A. Gorshkov, I. Novikova. *Optimal light storage in atomic vapor*. Physical Review A **78** (2008)(2) 023801
- [41] I. Novikova, A. V. Gorshkov, D. F. Phillips, A. S. Sørensen, M. D. Lukin, R. L. Walsworth. *Optimal control of light pulse storage and retrieval*. Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 243602
- [42] G. Heinze. *Kohärente magnetische Hochfrequenzanregungen eines seltenerd-dotierten Festkörpers*. Diplomarbeit, Technische Universität Kaiserslautern (2008)
- [43] E. Hahn. *Spin echoes*. Phys. Rev. **80** (1950)(4) 580
- [44] N. Kurnit, I. Abella, S. Hartmann. *Observation of a Photon Echo*. Physical Review Letters **13** (1964)(19) 567–568
- [45] M. Nilsson, L. Rippe, S. Kröll, R. Klieber, D. Suter. *Hole-burning techniques for isolation and study of individual hyperfine transitions in inhomogeneously broadened solids demonstrated in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$* . Phys. Rev. B **70** (2004) 214116
- [46] R. C. Hilborn. *Einstein coefficients, cross sections, f values, dipole moments, and all that*. American Journal of Physics **50** (1982)(11) 982
- [47] R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward. *Laser Phase and Frequency Stabilisation Using an Optical Resonator*. Applied Physics B **31** (1983) 97–105
- [48] E. A. Donley, T. P. Heavner, F. Levi, M. O. Tataw, S. R. Jefferts. *Double-pass acousto-optic modulator system*. Rev. Sci. Instrum. **76** (2005) 63112
- [49] J. Gea-Banacloche, Y.-q. Li, S.-z. Jin, M. Xiao. *Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment*. Physical Review A **51** (1995)(1) 576–584

- [50] G. R. Welch, G. G. Padmabandu, E. S. Fry, M. D. Lukin, D. E. Nikonov, F. Sander, M. O. Scully, A. Weis, F. K. Tittel. *Observation of V-Type Electromagnetically Induced Transparency in a Sodium Atomic Beam*. *Foundation of Physics* **28** (1998) 621
- [51] B. S. Ham, M. S. Shahriar, P. R. Hemmer. *Enhanced nondegenerate four-wave mixing owing to electromagnetically induced transparency in a spectral hole-burning crystal*. *Opt. Lett.* **22** (15) (1997) 1138–1140
- [52] B. S. Ham, M. S. Shahriar, P. R. Hemmer. *Electromagnetically induced transparency over spectral hole-burning temperature in a rare-earth-doped solid*. *J. Opt. Soc. Am. B* **16** (5) (1999) 801–804
- [53] K. Ichimura, K. Yamamoto, N. Gemma. *Evidence for electromagnetically induced transparency in a solid medium*. *Phys. Rev. A* **58** (5) (1998) 4116–4120
- [54] M. Shuker, O. Firstenberg, R. Pugatch, A. Ron, N. Davidson. *Storing Images in Warm Atomic Vapor*. *Physical Review Letters* **100** (2008)(22) 223601
- [55] A. V. Gorshkov, A. André, M. Fleischhauer, A. S. Sørensen, M. D. Lukin. *Universal Approach to Optimal Photon Storage in Atomic Media*. *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 123601
- [56] E. Kuznetsova, O. Kocharovskaya, P. R. Hemmer, M. O. Scully. *Atomic interference phenomena in solids with a long-lived spin coherence*. *Phys. Rev. A* **66** (2002) 63802
- [57] H.-G. Beyer. *The Theory of Evolution Strategies*. Springer (2001)
- [58] W. M. Spears. *Evolutionary Algorithms*. Springer (2000)
- [59] M. Buschbeck. *Evolutionäre Algorithmen zur Optimierung der Lichtspeicherung in einem seltenerd-dotierten Festkörper*. Master thesis, Technische Universität Darmstadt (2009)
- [60] I. Rechenberg. *Evolutionsstrategie. Optimierung technischer Systeme nach Prinzipien der biologischen Evolution*. Frommann Holzboog (1973)
- [61] M. M. Mano. *Digital Design (3rd Edition)*. Prentice Hall (2001)
- [62] R. P. Feynman. *Quantum mechanical computers*. *Foundations of Physics* **16** (1986)(6) 507–531
- [63] P. Shor. *Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring*. *Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science* (1994) 124–134
- [64] D. DiVincenzo. *Two-bit gates are universal for quantum computation*. *Physical Review A* **51** (1995)(2) 1015–1022
- [65] L. Rippe, B. Julsgaard, A. Walther, Y. Ying, S. Kröll. *Experimental quantum-state tomography of a solid-state qubit*. *Physical Review A* **77** (2008)(2) 022307
- [66] J. J. Longdell, M. J. Sellars. *Experimental demonstration of quantum state tomography and qubit-qubit interactions for rare-earth-metal-ion-based solid-state qubits*. *Phys. Rev. A* **69** (2004) 32307
- [67] R. W. Equall, R. L. Cone, R. M. Macfarlane. *Homogeneous broadening and hyperfine structure of optical transitions in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$* . *Phys. Rev. B* **52** (6) (1995) 3963–3969

Abstract

We report on coherent optical data processing by STIRAP, b-STIRAP and EIT-driven light storage in a rare-earth ion doped solid. These media offer narrow linewidths and long decoherence times while maintaining the advantages of solid media like high density and good scalability. In this work, we use a praseodymium doped yttrium-ortho-silicate crystal (Pr:YSO).

Information processing in general consists of data storage and the actual data processing by means of logic gates. The first part of this work deals with the optimization of EIT-driven light storage. We hereby focus on the storage time and the storage efficiency.

Coherent radio frequency excitation of hyperfine transitions in Pr:YSO serves to optimize the storage time. This enables an increase by almost two orders of magnitude compared to our previous storage times without rf-excitation.

Further, we use feedback-controlled pulse shaping to optimize the efficiency of light storage. A learning loop in combination with an evolutionary algorithm permits the automatic determination of optimal temporal profiles of intensities and frequencies in the driving laser pulses (i.e. the probe and coupling pulses). As a main advantage, the technique finds optimal solutions even in complicated level schemes and in spite of even unknown perturbations. The learning loop experimentally determines optimal temporal intensity profiles of the coupling pulses for a given probe pulse. The optimized intensity pulse shapes enhance the light storage efficiency in the doped solid by a factor of 2. The solution differs significantly from the predictions of analytical solutions. We confirm by numeric simulations that these differences indeed result in an increased coherence and therefore in a stronger light storage signal.

The learning loop also determines a fast and efficient preparation pulse sequence, which serves to optically prepare the crystal prior to light storage experiments. The optimized preparation sequence is 5 times faster than standard preparation sequences. Moreover, the optimized preparation sequence enhances the optical depth in the medium by a factor of 5. As a consequence, also the efficiency of light storage increases by another factor of 3. Furthermore, the optimized preparation results in an asymmetric shape of the EIT dip which is capable of reducing the group velocity of the probe pulse without the need for a lower coupling Rabi frequency. Our experimental data clearly demonstrate the considerable potential of feedback-controlled pulse shaping, applied to EIT-driven light storage in solid media.

The second part of this work deals with cyclic population transfer and the implementation of logic gates by STIRAP and b-STIRAP. We examine the effects of repeated application of laser pulse pairs consisting of a pump and a Stokes pulse (SP-pulses) to the medium. Experiments show coherent population transfer for as many as eight SP-pulses. Further, we examine the effect of decoherence on STIRAP, b-STIRAP by increasing the pulse durations of the involved pulses. We observe a surprising robustness of STIRAP against the decoherence of the ground state. b-STIRAP on the other hand depends more critically on the ground state coherence life time. This phenomenon is not yet fully explained. Further, a dependence of b-STIRAP on the optical lifetime could not be shown. This is attributed to the branching ratios of the involved states. The reduction of population in the target state due to optical decay is in the order of 20%, which could not be resolved by the current setup.

We also examine the effects of cyclic application SP-pulses by numerical simulations, showing evidence for a new adiabatic effect for the case of opposite detunings of pump and Stokes laser pulses.

Last, we demonstrate the implementation of a basic logic XOR gate by means of cyclic population transfer. Moreover, we derive the logic information for a half adder from the occurrence of stimulated emission from an excited state. This method enables the addition of two SP pulses, encoding the output states of the half adder into a system state and the stimulated emission from an excited state. By cyclic application of the half adder, we are able to demonstrate a full addition by means of STIRAP and b-STIRAP.

Veröffentlichungen und Tagungsbeiträge

Veröffentlichungen

Publikationen, die zentral mit dem Thema der Dissertation verbunden sind:

- F. Beil, J. Klein, G. Nikoghosyan, T. Halfmann
Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Journal of Physics B **41** (2008) 74001
- F. Beil, M. Buschbeck, G. Heinze, T. Halfmann
Light storage in a doped solid enhanced by feedback-controlled pulse shaping
Physical Review A **81** (2010) 053801

In Vorbereitung:

- F. Beil, F. Remacle, R. Levine, T. Halfmann
STIRAP-driven logic operations in a rare earth ion doped solid
Eingereicht (Physical Review Letters)
- F. Beil, L. Yatsenko, T. Halfmann
Effects of decoherence on STIRAP and b-STIRAP in a rare-earth ion doped solid
(Arbeitstitel)
In Vorbereitung

Publikationen, die auf anderen, mit der Thematik der Dissertation verwandten Themen beruhen:

- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Rapid adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Journal of Physics B **40** (2007) 345
- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Robust population transfer by STIRAP in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Physical Review Letters **99** (2007) 113003

- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Experimental investigations of stimulated Raman adiabatic passage in a doped solid
Physical Review A **78** (2008) 033416
- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Optically driven atomic coherences in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Photonics and Nanostructures **7** (2009) 32.
- G. Heinze, A. Rudolf, F. Beil, T. Halfmann
Storage of images in atomic coherences in a rare-earth-ion-doped solid
Physical Review A **81** (2010) 011401(R).

Tagungsbeiträge

Beiträge, die zentral mit dem Thema der Dissertation verbunden sind:

- F. Beil, J. Klein, G. Nikoghosyan, T. Halfmann
Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Workshop on rare-earth ion doped solids for quantum information – Darmstadt, April 2008
- G. Heinze, F. Beil, J. Klein, T. Halfmann
Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Frühjahrskonferenz der European Materials Research Society – Straßburg, Frankreich, Mai 2008
- F. Beil, M. Buschbeck, G. Heinze, T. Halfmann
Evolutionary algorithms to optimize light storage in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$
Workshop on rare-earth ion doped solids for quantum information – Lund, Schweden, Mai 2009
- F. Beil, F. Remacle, R. Levine, T. Halfmann
STIRAP-driven logic operations in a rare earth ion doped solid
Wilhelm und Else Heraeus Workshop – Bad Honnef, Februar 2010
- F. Beil, F. Remacle, R. Levine, T. Halfmann
STIRAP-driven logic operations in a rare earth ion doped solid
International symposium on optical manipulation of quantum information – Paris, Frankreich, April 2010

Beiträge, die auf anderen, mit der Thematik der Dissertation verwandten Themen beruhen:

- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Coherent population transfer by STIRAP in a solid state system
20th International Conference on Atomic Physics – Innsbruck, Österreich, Juli 2006
- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Coherent population transfer by STIRAP in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Workshop on rare-earth ion doped solids for quantum information – Paris, Frankreich, April 2007
- F. Beil, J. Klein, T. Halfmann
Rapid adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
9th European Conference on Atoms, Molecules & Photons – Heraklion, Griechenland, Mai 2007

- J. Klein, F. Beil, T. Halfmann
Stimulated Raman adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
9th European Conference on Atoms, Molecules & Photons – Heraklion, Griechenland, Mai 2007
- F. Beil, G. Heinze, J. Klein, T. Halfmann
Stimulated Raman adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
DPG-Frühjahrstagung, März 2008
- G. Heinze, F. Beil, J. Klein, T. Halfmann
Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
DPG-Frühjahrstagung, März 2008
- F. Beil, J. Klein, T. Halfmann
Stimulated Raman adiabatic passage in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Frühjahrskonferenz der European Materials Research Society – Straßburg, Frankreich, Mai 2008
- G. Heinze, F. Beil, J. Klein, T. Halfmann
Electromagnetically induced transparency and retrieval of light pulses in a $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal
Frühjahrskonferenz der European Materials Research Society – Straßburg, Frankreich, Mai 2008
- G. Heinze, A. Rudolf, F. Beil, T. Halfmann
Storage of images in atomic coherences in a doped crystal
Wilhelm und Else Heraeus Workshop – Bad Honnef, Februar 2010
- G. Heinze, A. Rudolf, F. Beil, T. Halfmann
Storage of images in atomic coherences in a doped crystal
International symposium on optical manipulation of quantum information – Paris, Frankreich, April 2010

Betreute Diplom-, Master- und Bachelorarbeiten

Diplomarbeiten

1. Georg Heinze: *Kohärente magnetische Hochfrequenzanregung eines seltenerd-dotierten Festkörpers* — 2008

Masterarbeiten

2. Martin Buschbeck: *Evolutionäre Algorithmen zur Optimierung der Lichtspeicherung in einem seltenerd-dotierten Festkörper* — 2009
3. Daniel Schraft: *Entwicklung eines evolutionären Optimierungsverfahrens für quantenoptische Prozesse in $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$* — 2010

Bachelorarbeiten

4. Swen Künzel: *Aufbau und Charakterisierung eines Verfahrens zu Linienbreitenmessung von Dauerstrichlasern* — 2009

Lebenslauf

Fabian Beil

geboren am 10.10.1980 in Ludwigshafen am Rhein

Schulbildung

1987 – 1991	Besuch der Schillerschule Ludwigshafen-Oggersheim
1991 – 2000	Besuch des Theodor-Heuss-Gymnasiums in Ludwigshafen\Rh.

Zivildienst

2000 – 2001	Ziviler Ersatzdienst in der „Tagesförderstätte für geistig schwerst mehrfach Behinderte“ der Lebenshilfe Ludwigshafen e.V. in Ludwigshafen-Oggersheim
-------------	---

Hochschulausbildung

2001 – 2007	Studium der Physik an der Universität Kaiserslautern
2006 – 2007	Diplomarbeit mit dem Thema: „Kohärenter Besetzungstransfer in einem seltenerd-dotierten Festkörper“
2007 – heute	Promotion zum Thema „Kohärente optische Datenverarbeitung in einem seltenerd-dotierten Festkörper“

Berufliche Tätigkeit

2007	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Kaiserslautern
2008 – heute	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt

Darmstadt, 7. Oktober 2010

Danksagung

So, jetzt ist es soweit. Vor mir liegt zum zweiten Mal eine fertige Abschlussarbeit. Und ich schulde Vielen Dank dafür, ohne die ich nicht bis hier hin gekommen wäre.

Thomas, danke für die Gelegenheit, in Deiner Gruppe zu promovieren und für meinen Start ins wissenschaftliche Arbeiten an so einem dankbaren Projekt. Besonderen Dank dafür, dass Du mich auch wenn's mal schwierig wurde, unterstützt hast. Du hast ein tolles Team aufgebaut, auf das Du zu Recht stolz sein kannst. Ich wünsche Dir, dass das weiter so geht.

Lieber Professor Walther, vielen Dank für die Übernahme des Zweitgutachtens und für die freundliche Aufnahme der neuen AG ins Team des IAP. Ich hoffe, die Beschränkung der Seitenzahl auf 100 durch meinen Chef kommt Ihnen entgegen.

Holger, ich müsste jetzt eigentlich seitenweise Text produzieren. Eigentlich müsste ich beim ersten Semester anfangen und bei den ganzen Vorlesungen, Praktika, den Feiern, den gelegentlich notwendigen Motivationstritten, aber ich belasse es bei einem einzigen Satz. Da steht sowieso alles drin:

Danke für neun Jahre Freundschaft, ohne Dich hätt' ich's manchmal nicht geschafft.

So, nun zum Pr:YSO-Team. Es waren ja dann doch ein paar:

Georg, du warst mein erster Diplomand, gerade mal drei Monate, nachdem ich selbst keiner mehr war. Danke dass Du es so gut mit mir ausgehalten hast und dem Pr:YSO-Projekt eine neue Richtung und viel neuen Schwung gegeben hast. Wir haben einiges im Laufe der Zeit ganz genau ausgemessen. Dein Projekt hat sich in einer unglaublichen Zeit von einer Diplomarbeit in einen eigenständigen Zweig des Projekts mit viel Dynamik und viel Physik entwickelt. Tolle Leistung. Ich wünsche dir noch viel Erfolg bei Deiner restlichen Promotion. Danke für drei Jahre tolle Zusammenarbeit.

Martin, auch wieder ein „Erster“, diesmal aber Masterstudent. Du hast hier mal Leben in die Bude und das Experiment nach vorne gebracht. Danke für einige neue geschmackliche Grenzerfahrungen, auch wenn mir der Fichtenkranz nur unter Vor Spiegelung falscher Tatsachen verabreicht werden konnte. Und bis zur C-Wurst hab ich es mittlerweile auch geschafft, eieiei, Busfahrer. Auch dir noch eine gute

weitere Promotion, wenn auch nicht bei uns am Projekt. Den USB-Verteiler hat übrigens mittlerweile Thorsten.

Andy, ich hoffe, die Walthers wissen, was für einen guten Fang sie mit Dir gemacht haben. Danke für Dein Engagement am Experiment, vor allem, als es noch aus einem leeren Alu-Gestell und einem leeren optischen Tisch bestand. Das Ding in zwei Monaten wieder hinzustellen war große Klasse. Die Neujustage, nachdem das Faserende im Auskoppler verschwunden war, ging dann ja auch viel schneller. Vielen Dank für die Lektionen im Umgang mit Unreal Tournament und vor allem für ein tolles Jahr.

Daniel, es gibt auch immer einen letzten Masterstudenten, und ich bin froh, dass meine Glückssträhne, nur hervorragende Leute ans Projekt zu bekommen, bis zum Ende angehalten hat. Danke für deinen Einsatz und dass du dir trotz Müdigkeit und Hungerast die Nächte mit mir um die Ohren geschlagen hast, auch wenn ich in Panik noch ganz schnell was für die Diss messen wollte. Danke auch, dass Du es zwischendurch auch mit Minimalbetreuung ausgehalten hast, weil der Doktorand schon wieder im Zusammenschreibstress war.

Simon, ich bin froh, dass Du Dich entschieden hast, die Pr:YSO-Fahne weiter hoch zu halten. Mit Dir haben die zukünftigen Masters und Bachelors, einen Betreuer erwischt, den sie sich nicht besser wünschen könnten. Danke für gute Stimmung und neue Ideen und viel Elan am Projekt.

Swen, *last, but not least*, mein einziger Bachelor, danke für die tolle Zeit, Danke für die einzige Arbeit, die mir jemals abgegeben wurde, in der das Wort „Porno“ vorkam. Ich hoffe, du hast eine gute Zeit in Barcelona. Die Zeit mit dir war „voll abgefah’n“.

Zuletzt noch ein Rundumschlag, den ich ansonsten hätte jedes Mal schreiben müssen. Danke, liebes Pr:YSO-Team für die Unterstützung, für endlose Messnächte, und für Eure Freundschaft.

Außerdem liebe Pulser, wir sind mit der Zeit so viele geworden, dass aus der Danksagung ein Roman werden müsste, daher müsst Ihr Euch mit einem Gemeinschaftsabsatz zufrieden geben. Trotzdem, mit Euch verbindet mich nicht weniger, als mit dem Pr:YSO-Team. Sagte ich schon: tolles Team? Wenn ja, einmal mehr schadet nicht.

Thorsten, Danke, dass Du meine Arbeit auch „bis gestern“ und über’s Wochenende korrigiert hast. Und Danke, dass Du Dir immer Zeit genommen hast um irgendwelche seltsamen Spektren mit mir durchzudiskutieren. Willkommen zurück im Team.

Damaris, es ist zwar etwas lange her, um Dich jetzt noch im Team willkommen zu heißen, deshalb: Danke dass Du für uns da warst und für ein jederzeit offenes

Ohr. Ich wünsche Dir, dass Du die AG auch weiterhin gut im Griff hast, und dass die Anderen wissen, was sie an Dir haben.

Außerdem: Ellen, Danke, dass Du uns den Start in Darmstadt so erleichtert hast und uns gleich mit in die „Familie“ aufgenommen hast. Ach ja, danke für den leckeren Zwiebelkuchen. So ist die Umgewöhnung auf den neuen Computeradmin dann ja auch recht schnell gegangen („Faabi, kommst du mal?“).

Und dann gab es noch die ehemalige AG Tschudi, besonders Markus und Julia, die uns noch eine Weile begleitet haben und uns hier in Darmstadt ein bisschen Orientierung und viel Hilfe gegeben haben, so dass wir uns als neue AG wirklich willkommen gefühlt haben. Danke.

Vor unserem Umzug haben uns auch in Kaiserslautern viele unterstützt, so dass der Abschied wirklich schwer gefallen ist. Danke dafür.

Lieber Richard, abgesehen von dem, was ich schon in meiner Diplomarbeit geschrieben habe, Danke, dass Du uns beim Umzug so tatkräftig geholfen hast, danke für Deine Hilfe und deine Erfahrung, und danke, dass Du mir meine Colaflaschen nicht doch noch hinterher geschickt hast.

Bei Anruf: Power – Lothar, danke, dass Du dich jederzeit im schlimmsten Stau und bei Wind und Wetter nach Darmstadt gequält hast, um den Laser auf Vordermann zu bringen. Auch wenn er mal runtergefallen ist. Und nein, das waren nicht die Masterstudenten.

Zu guter Letzt noch liebe Fechter von der TGO, bei euch hab ich mich immer nach einer langen Woche an der Uni entspannen können, auch wenn mir das so mancher nicht geglaubt hat, wie man sich im Kindertraining entspannen kann.

Ganz hinten stehen die wichtigsten: Ich habe eigentlich nichts zu meinen Eltern zu schreiben, was nicht auch schon in meiner Diplomarbeit steht, dafür ist es aber um so wichtiger. Danke dass ihr mich die ganzen Jahre lang unterstützt habt, danke, dass ihr mir den Kopf und den Rücken freigehalten habt, so dass ich mich auf meine Arbeit hier konzentrieren konnte. Danke für — einfach alles.

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 7. Oktober 2010

(Fabian Beil)